This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

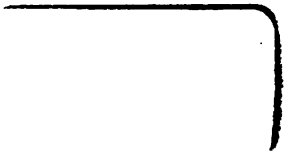
+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.



1. Physics — Textbooks, 1847
2. Meteorology — " , 1847
S.T.D

Pouillet's

Lehrbuch der Phyſi

und

Meteorologie,

für

deutſche Verhältniſſe frei bearbeitet

von

Dr. Joh. Müller,
Profeſſor der Phyſik und Technologie an der Univerſität zu Freiburg im Breisg:

In zwei Bänden.

Erſter Band.

Dritte umgearbeitete und vermehrte Auflage.

Mit etwa 1200 in den Text eingedruckten Holzſchnitten.

Braunſchweig,
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn.

1847.

Lehrbuch

der

Physik und Meteorologie

von

Dr. Joh. Müller,

Professor der Physik und Technologie an der Universität zu Freiburg im Breisgau.

Als

dritte umgearbeitete und vermehrte Auflage

der Bearbeitung

von

Pouillet's Lehrbuch der Physik.

In zwei Bänden.

Erster Band.

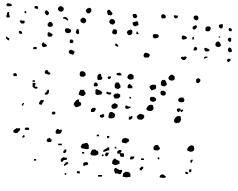
Mit 722 in den Text eingedruckten Holzschnitten.

Braunschweig,

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn.

1847.

THE NEW YORK
PUBLIC LIBRARY
887307A
ASTOR, LENOX AND
TILDEN FOUNDATIONS
R 1937 L



Vorrede zur erſten Auflage.

In keinem Zweige menſchlichen Forſchens ſind in der neueren und neueſten Zeit ſo reißende Fortſchritte gemacht worden, wenige erfreuen ſich einer ſo allgemein regen Theilnahme, als die Naturwiſſenſchaften. Man vergleiche die Lehrbücher der Phyſik und Chemie, welche zu Anfang unſeres Jahrhunderts geſchrieben wurden, mit den jetzigen, und man muß ſtaunen über die Maſſe des Materials, welches ſeit jener Zeit für die Wiſſenſchaft gewonnen wurde. Nicht allein ſind neue Thatſachen entdeckt, neue Theorieen aufgeſtellt worden, nein, es wurden auch der Forſchung ganz neue Felder eröffnet.

Gerade dieſe Ausdehnung iſt es aber, welche die Erwerbung naturwiſſenſchaftlicher Kenntniſſe ungemein erſchwert; ja es iſt nicht einmal mehr möglich, daß ein Menſch alle Branchen der Naturwiſſenſchaften zugleich umfaſſen, daß er zugleich Phyſiker, Chemiker, Prognoſt u. ſ. w. ſeyn kann; immer wird er nur einen einzelnen Zweig vorzugsweiſe zu cultiviren im Stande ſeyn; und doch ſtehen die verſchiedenen Zweige der Naturlehre in einem ſo innigen Zuſammenhange mit einander, daß ein erfolgreiches Studium des einen nur dem möglich wird, der wenigſtens mit den Grundzügen der übrigen vertraut iſt.

Während ſich auf der einen Seite die Naturwiſſenſchaften ſo

außerordentlich entwickelten, haben sie auf der andern Seite auch eine große Bedeutung für das Leben gewonnen, so daß die Verbreitung naturwissenschaftlicher Kenntnisse ein dringendes Bedürfniß der Zeit geworden ist.

Es ist deshalb von der größten Wichtigkeit, daß die Naturwissenschaften durch zweckmäßige Lehrbücher möglichst zugänglich gemacht werden. Dieser Gesichtspunkt war es, welcher mich bei der Bearbeitung des Pouillet'schen Lehrbuchs der Physik stets leitete.

Dieses Werk ist für ein größeres Publikum, es ist vorzugsweise für solche bestimmt, welche, sich überhaupt mit Naturwissenschaften beschäftigend, eine gründliche Kenntniß der Elemente der Physik nicht entbehren können, ohne sich deshalb vorzugsweise dem Studium dieser Wissenschaft zu widmen; also für Chemiker und Pharmaceuten, für Mediciner, Cameralisten, Techniker u. s. w.

Um dieses Ziel, so weit es in meinen Kräften stand, zu erreichen, mußte ich mehr von dem Originale abweichen, als ich es anfangs übersehen konnte. Ich bin weit entfernt, dem Originale damit irgend einen Vorwurf zu machen, ich will damit nur sagen, daß die Tendenz desselben oft eine andere ist als die, welche ich mit Berücksichtigung des Publikums, welches ich im Auge hatte, verfolgen zu müssen glaubte.

Schon die Vergleichung der Figuren des vorliegenden Werkes mit denen des französischen Originals wird zeigen, daß man es hier durchaus nicht mit einer Uebersetzung, sondern mit einer ganz freien Bearbeitung zu thun hat.

Vor allen Dingen schien es mir nöthig, alle mathematischen Formeln, welche zum Verständniß der Grundgesetze nöthig sind, vollständig zu entwickeln, sie genügend zu erläutern oder sie lieber, wo es ohne Beeinträchtigung der Sache geschehen konnte, ganz zu vermeiden. Bedenkend, daß die meisten Leser zwar mit den wichtigsten Sätzen der Elementarmathematik bekannt sind, daß sie zwar die mathematischen Zeichen kennen, daß ihnen aber doch die nöthige

Uebung fehlt, um mit Leichtigkeit die Sprache der Formeln zu lesen, um aus ihnen ohne weitere Erklärung gleich den ganzen Sachzusammenhang zu übersehen, schien es mir nöthig, durch ein passendes Raisonnement die Formeln sowohl einzuführen als auch zu erläutern; ich habe stets bei allen Entwickelungen an die allgemein bekannten Lehrsätze anzuknüpfen, gleichsam eine Brücke vom Bekannten zum Unbekannten zu bauen gesucht, was oft schon durch wenige Worte geschehen konnte.

Nur im 4ten Buche, welches die Molekularwirkungen, und im 5ten, welches die Akustik behandelt, habe ich mich strenger an das Original gehalten; bis auf das, was über das Stimmorgan gesagt wurde, sind diese beiden Abschnitte fast nur Uebersetzungen.

Schon in dem mechanischen Theile der Naturlehre habe ich vielfache Veränderungen vorgenommen. In den französischen Lehrbüchern der Physik überhaupt, und so auch in dem Pouillet's, sind die Lehrsätze der Mechanik gleichsam nur historisch angeführt, weil man die nähere Begründung derselben einem rein mathematischen Vortrag überläßt. Die elementaren Sätze der Mechanik gehören aber wesentlich in die Physik und müssen hier auf eine elementare Weise entwickelt seyn, damit die Grundbegriffe klar werden. So ist vorzugsweise die Lehre vom Parallelogramm der Kräfte, vom Hebel, von der Wage, vom freien Fall und der Pendelbewegung, vom specifischen Gewicht, den Aräometern u. s. w. fast durchaus umgearbeitet worden. Unter den Veränderungen, welche ich mir in der Wärmelehre erlaubte, muß ich besonders dasjenige hervorheben, was über die Ausdehnung der Gase durch die Wärme gesagt ist; ich glaubte durchaus die Methoden besprechen zu müssen, nach welchen die ausgezeichnetsten Physiker den Ausdehnungskoëfficienten der Luft bestimmten, dagegen ließ ich Pouillet's Luftpyrometer unerwähnt, weil dieser Apparat für wissenschaftliche Untersuchungen nicht genau genug, für praktische Zwecke aber zu complicirt ist.

Daß ich die Dampfmaschinen ausführlicher behandelte, als es

streng genommen in einem physikalischen Werke zu erwarten ist, kann ich nur dadurch entschuldigen, daß jeder Gebildete das Wichtigste über Dampfmaschinen wissen möchte, ohne deshalb ausführliche Werke darüber nachlesen zu können.

Die Lehre vom Magnetismus ist besonders dadurch bereichert worden, daß ich die Grundzüge der Gauß'schen Arbeiten, welche merkwürdiger Weise im französischen Original nicht mit einer Silbe erwähnt sind, in möglichst elementarer Darstellung hinzugefügt habe.

Der Abschnitt, welcher vom Galvanismus handelt, ist fast ganz meine eigene Arbeit; ganz besonders war ich bemüht, die chemischen Wirkungen der Säule gründlich zu entwickeln. Auch das Kapitel über Inductionserscheinungen und über die allgemeinen Gesetze der Stärke elektrischer Ströme haben sehr bedeutende Aenderungen erlitten.

Die Lehre vom Lichte ist bedeutend umgearbeitet worden; besonders ist dies in denjenigen Kapiteln der Fall, welche die eigentlich physikalische Optik, also die Beugungserscheinungen, die Polarisation und die doppelte Brechung behandeln, in welchen man nur sehr wenig dem Original Angehöriges finden wird. Ich habe hier versucht, auf eine möglichst elementare und anschauliche Weise die Elemente der Wellentheorie zu entwickeln.

Pouillet's Meteorologie entspricht nach dem Urtheile aller sachkundigen Männer so wenig dem jetzigen Standpunkte deutscher Wissenschaft, daß eine totale Umarbeitung nöthig war; eine solche Umarbeitung, bei der ich außer den Quellen auch noch besonders die »Vorlesungen über Meteorologie« von Kämtz benutzt habe, ist aber in vielfacher Hinsicht eine sehr schwierige Arbeit; ich will nur wünschen, daß mein Versuch nicht ganz mißglückt seyn möge.

Gießen, im Mai 1844.

Joh. Müller.

Vorrede zur zweiten Auflage.

Wenn dieſes Werk eine ſo günſtige Aufnahme fand, daß eine zweite Auflage unmittelbar nach Vollendung der erſten nöthig wurde, obgleich es nicht an trefflichen Lehrbüchern der Phyſik fehlt und obgleich dies Buch ſelbſt noch mit mannigfachen Mängeln behaftet war, ſo mag daraus wohl hervorgehen, daß die Darſtellungsweiſe, deren ich mich befleißigte, eine ſolche war, wie ſie dem Bedürfniſſe des größten Theils der Leſer ganz beſonders entſpricht; deshalb habe ich auch bei dieſer zweiten Auflage dieſelbe Tendenz befolgt, wie bei der erſten: allgemeine Verſtändlichkeit war das Ziel, wonach ich ſtrebte.

Die Anordnung des ganzen Werkes iſt weſentlich verändert worden, ſo daß jetzt die einzelnen Materien in einer naturgemäßeren Ordnung einander folgen und die ſo unzweckmäßige Spaltung der Wärmelehre in zwei Theile vermieden wird. Auf den mechaniſchen Theil der Naturlehre folgt die Lehre vom Schall und vom Licht, und dann im zweiten Bande die Lehre vom Magnetismus und der Elektricität, der Wärme und endlich die Meteorologie.

Die neue Auflage hat im Vergleich zu der erſten ſowohl an Form, als auch an Inhalt gewonnen; überall finden ſich ſowohl Zuſätze, als auch Verbeſſerungen, und eine vollſtändige Umarbeitung hat die Akuſtik erfahren.

Da nun die Anordnung des ganzen Werkes eine andere gewor-

Einleitung.

Die Erſcheinungen der Natur, welche ſich fortwährend auf der Erde und 1
am Himmel wiederholen, bieten unſern Augen ein ſo großartiges Schauſpiel, ſie regen unſere Wißbegierde ſo mächtig an, daß wir uns faſt unwillkürlich hingeriſſen fühlen, über die Geſammtheit der Urſachen nachzudenken, welche dieſe wunderbaren Wirkungen hervorbringen. Kaum ſind wir der erſten Kindheit entwachſen, ſo feſſeln ſchon die verſchiedenſten Gegenſtände der Natur unſere Blicke: ſo beobachten wir die Geſtalt des Bodens und der Gebirge, die Schwere der Körper, die Bewegungen des Waſſers, der Luft und der Wolken, das prachtvolle Himmelsgewölbe und die unendlich mannigfaltigen Erſcheinungen der zahlloſen Geſtirne, die es mit überraſchender Regelmäßigkeit zu durchlaufen ſcheinen. Wir ſind geborne Beobachter, und inſofern iſt jeder Menſch ein Phyſiker. Aber in der Mitte zahlloſer Erſcheinungen iſt es uns doch nicht vergönnt, uns unmittelbar zur Erkenntniß der Urſachen und der allgemeinen Geſetze zu erheben, welchen dieſe Phänomene unterworfen ſind. Nichts iſt in der Entwicklungsgeſchichte des menſchlichen Geiſtes intereſſanter, als Jahrhunderte hindurch die eigenthümlichen Ideen zu verfolgen, welche ſich die Menſchen von den Eigenſchaften der Körper, von den Elementen, aus denen ſie zuſammengeſetzt ſind, von den Kräften, welche in der Materie wirken und welche die Harmonie der Welt erhalten, gemacht haben. Welche Verwirrung von Hypotheſen und Irrthümern, zwiſchen welche geiſtvolle Männer dann und wann einige fruchtbare Wahrheiten hineinwarfen! Was für abenteuerliche Vorſtellungen findet man ſelbſt noch jetzt bei vielen Menſchen? Man kann wohl ſagen, daß ſich bei jeder Generation alle Meinungen der verfloſſenen Jahrhunderte wiederfinden, die Irrthümer bei den Ungebildeten, bei den Gebildeten aber alle die Kenntniſſe, welche von einem Zeitalter auf das andere übergingen, und alle allgemeinen Geſetze, zu welchen ſich zu erheben dem Verſtande gelungen iſt.

Es iſt die Aufgabe der Naturwiſſenſchaften, den Zuſammenhang zwiſchen den verſchiedenen Naturerſcheinungen zu ermitteln und ſie,

so weit es möglich ist, auf ihre Ursache zurückzuführen. Will man durchaus eine allgemeine Definition haben, so möchte diese freilich die einfachste seyn. Aber wer überhaupt eine Wissenschaft zu definiren versucht, setzt sich der Gefahr aus, unverständlich zu seyn, denn eine Wissenschaft läßt sich nicht wie ein materieller Gegenstand oder eine geometrische Figur durch irgend eine charakteristische Eigenschaft definiren. Es wird uns deshalb gewiß erlaubt seyn, das Studium der Physik nicht mit einer vagen, dunkeln Definition der Wissenschaft selbst, sondern mit einer klaren und scharfen Bezeichnung der Gegenstände zu beginnen, mit welchen sie sich beschäftigt.

Die gesammten Naturwissenschaften haben es mit Körpern zu thun; hier ist aber das Wort »Körper« nicht in dem Sinne des Mathematikers zu nehmen, der nur die Raumverhältnisse betrachtet und nicht nach dem Stoffe fragt, welcher den Raum erfüllt; der Naturforscher betrachtet gerade die Eigenschaften der den Raum erfüllenden Materie.

Das innere Wesen der Körper ist uns verschlossen, sie sind uns nur durch die äußere Erscheinung bekannt, d. h. wir wissen von ihnen unmittelbar nur das, was wir durch die Vermittlung unsrer Sinne von ihnen erfahren. Ein Körper außer Zusammenhang mit unseren Sinnen ist für uns so gut wie nicht vorhanden. Es ist möglich, ja wahrscheinlich, daß noch Manches in der Natur um uns her vorgeht, wovon wir keine Ahnung haben, weil uns dafür gewissermaßen ein Sinn fehlt.

Die Naturwissenschaften haben nun zwischen den, durch Vermittelung der Sinne zum Bewußtseyn gebrachten Erscheinungen einen Zusammenhang auszumitteln und sie so zusammenzustellen, wie sie sich einander erläutern und bedingen. Ist man im Stande, eine Erscheinung auf ihren Zusammenhang mit anderen zurückzuführen, so ist diese Erscheinung erklärt, und man kennt ein Naturgesetz, sobald man die unveränderliche Zusammenhangsart von Naturerscheinungen kennt, wenn uns auch die letzten Ursachen unbekannt bleiben.

2 **Eintheilung.** Das große Gebiet der Naturwissenschaften zerfällt zunächst in zwei große Abtheilungen, die Naturbeschreibung und die Naturlehre. Die Naturbeschreibung, gewöhnlich Naturgeschichte genannt, lehrt uns die Beschaffenheit einzelner Gegenstände kennen und ordnet sie nach ihrer Aehnlichkeit in Systeme, die Naturlehre will dagegen die Gesetze der gegenseitigen Einwirkung der Körper zur Einsicht bringen.

Die Physik ist derjenige Theil der Naturlehre, welcher es mit den Gesetzen derjenigen Erscheinungen zu thun hat, die nicht auf einer Veränderung der Bestandtheile der Körper beruhen, denn damit beschäftigt sich die Chemie.

Begreiflicher Weise läßt sich das Feld dieser beiden Wissenschaften nicht immer scharf trennen, und viele Erscheinungen müssen sowohl in der einen, wie auch in der andern besprochen werden. Beide Wissenschaften sind auf's Innigste mit einander verwandt, ja sie bilden gewissermaßen ein Ganzes, welches nur deshalb äußerlich getrennt erscheint, weil die Masse des zu untersuchenden Materials zu sehr angewachsen ist.

Methode. Es handelt sich nun zunächst darum, den Weg zu bezeichnen, auf welchem man zur Erkenntniß der Naturgesetze gelangen kann, und auf welchem in der That alles bis jetzt Erkannte gefunden worden ist. Die Erkenntnißquelle sowohl, als auch der Weg zur Erkenntniß ist nicht und kann nicht für alle Wissenschaften derselbe seyn. Der Mathematiker kann, von selbstgeschaffenen Begriffen ausgehend, aus sich heraus seine ganze Wissenschaft entwickeln, ja es wäre denkbar, daß ein Mensch in seinen vier Wänden, abgeschlossen von aller Naturanschauung, die ganze Mathematik aus den Begriffen des Raumes und der Zahl construirte. In dieser Beziehung ist die Mathematik eine rein *speculative* Wissenschaft, was die Naturwissenschaften durchaus nicht sind und nicht seyn können, da sie Dinge behandeln, welche einzig und allein durch sinnliche Wahrnehmung, also auf dem Wege der Erfahrung, zu unserm Bewußtseyn kommen. 3

Den Alten war eine, auf Erfahrung sich stützende Naturforschung in unserm Sinne gänzlich unbekannt; wir finden bei ihnen nur philosophische Speculationen über die Welt überhaupt, über die Entstehung und das Urwesen aller Dinge, und es kann uns nicht wundern, wenn die auf diesem Wege entwickelten Vorstellungen entweder nichtssagend sind, oder sogar mit der Erfahrung in directem Widerspruche stehen.

Auch im Mittelalter wurden die Naturwissenschaften nur wenig weiter entwickelt, theils weil die ganze geistige Thätigkeit jener Zeit anderen Interessen zugewendet war, theils weil die aristotelische Philosophie in so hohem Ansehen stand, daß dadurch jede weitere Prüfung der in derselben ausgesprochenen Naturansichten, und also auch jeder Fortschritt abgeschnitten war.

Erst *Galilei* schlug den *Weg der Erfahrung* ein und *Baco von Verulam* zeigte, daß es nur auf diese Weise möglich sey, zur Kenntniß der Naturgesetze zu gelangen.

Die einzige Quelle unserer Naturerkenntniß ist die sinnliche Wahrnehmung, die Erfahrung, die Beobachtung. Aus dieser Quelle schöpfen wir das Material, welches durch unser geistiges Zuthun zur Wissenschaft verarbeitet und vereinigt werden soll.

Die wissenschaftlichen Wahrnehmungen machen wir entweder an Veränderungen, die uns die Natur selbst darbietet, oder wir versetzen die Körper durch Kunst unter solche Umstände, wodurch sie genöthigt werden, gewisse

Erſcheinungen hervorzubringen. Im erſten Falle ſtellen wir eine Beobachtung, im zweiten einen Verſuch an.

Durch gute Beobachtungen und zweckmäßig angeſtellte Verſuche lernen wir den äußeren Zuſammenhang der Erſcheinungen kennen. Dieſer Zuſammenhang iſt es, was wir ein Naturgeſetz nennen.

Auf dem Wege der Erfahrung können wir zur Kenntniß dieſer Geſetze gelangen, wenn uns auch der innere Zuſammenhang, die Natur der Kräfte, das Weſen der Dinge, ganz und gar unbekannt iſt. Das Geſetz der Brechung des Lichts war lange ſchon bekannt, ehe man über die Natur des Lichts im Reinen war; ebenſo kennen wir die Geſetze der electriſchen Vertheilung, obgleich wir über das Weſen der Electricität ſelbſt ſo gut wie nichts wiſſen.

Nur der äußere, nicht der innere Zuſammenhang kann durch die Erfahrung gefunden werden. Ueber die inneren Urſachen der Erſcheinungen, über das Weſen der Kräfte, welche ſie hervorbringen, können wir nur Vermuthungen, Hypotheſen, aufſtellen. Dieſe Hypotheſen ſind gleichſam Fragen, die man an die Natur ſtellt, worauf ſie aber nicht mit Ja und Nein antwortet, ſondern: es kann ſo ſeyn, oder: es kann nicht ſo ſeyn.

Aus der Hypotheſe, die man über die Urſache mehrerer zuſammenhängender Erſcheinungen aufgeſtellt hat, laſſen ſich meiſtens weitere Folgerungen ziehen, welche durch fernere Beobachtungen entweder beſtätigt oder als unzuläſſig erkannt werden. Je mehr Thatſachen ſich mit Hülfe einer Hypotheſe erklären laſſen, je mehr ſie durch neue Beobachtungen beſtätigt wird, deſto mehr Wahrſcheinlichkeit gewinnt ſie.

In allen Zweigen der Phyſik finden wir Beiſpiele und Belege für die Richtigkeit der eben ausgeſprochenen Anſichten.

Erſter Abſchnitt.

Allgemeine Eigenſchaften der Körper.

Da ſich die Phyſik mit Körpern beſchäftigt, ſo iſt es vor allen Dingen 4
nöthig, daß man ſich eine Vorſtellung von dem Weſen dieſer Körper bil-
det, und dazu gelangt man zunächſt durch die Betrachtung der allge-
meinen Eigenſchaften, d. h. derjenigen Eigenſchaften, welche wir an
allen Körpern beobachten, ſo verſchieden ſie auch ſonſt ſeyn mögen.

Zum Weſen eines Körpers iſt nothwendig, daß er einen begränzten Raum einnimmt, daß er alſo eine Ausdehnung hat, und daß in demſelben Raum nicht zu gleicher Zeit zwei Körper vorhanden ſeyn können, was man mit dem Namen der Undurchdringlichkeit bezeichnet. Außer dieſen beiden Eigenſchaften, ohne welche die Materie gar nicht denkbar iſt, beobachtet man aber noch andere allgemeine Eigenſchaften, nämlich Theilbarkeit, Ausdehnbarkeit und Zuſammendrückbarkeit, Poroſität, Trägheit und Schwere.

Theilbarkeit. So weit unſere Erfahrung reicht, ſind alle Körper 5
theilbar, d. h. man kann ſie in kleinere und immer kleinere Partikelchen zerlegen.

Alle Flüſſigkeiten ſind in ſo kleine Theilchen theilbar, daß ſie weit jenſeits der Gränze deſſen liegen, was wir in unſerm Taſtſinn fühlen und mit unſeren Augen ſehen können, denn man ſieht auf ihrer Oberfläche keine Unebenheit, und wenn man die Hand in ihre Maſſe eintaucht, ſo kann das Gefühl die Theilchen nicht unterſcheiden, wie wir etwa Sandkörnchen durch das Gefühl unterſcheiden können.

Bei feſten Körpern läßt ſich die Theilbarkeit gleichfalls ſo weit verfolgen, bis die Theilchen nicht mehr ſinnlich wahrnehmbar ſind. Polirter Stahl, polirte Edelſteine haben Oberflächen, an welchen unſere Sinne keine Unebenheiten wahrnehmen können, und doch ſind dieſe Flächen durch Polirmittel hervorgebracht, die ja doch aus lauter feinen Körnchen beſtehen, und jedes Körnchen macht Ritze in die Oberfläche, welche ſeiner Größe proportional ſind.

Eine nicht gar empfindliche Hand kann noch ſehr wohl einen einfachen Faden von Wolle oder Seide fühlen; dieſe Fäden haben in der Regel folgende Dimenſionen:

Durchmeſſer, ausgedrückt in Linien.

Gewöhnliche Wolle . . .	0,02‴
Merino	0,008
Seide	0,004

Dieſe ſo feinen Fäden ſind jedoch noch ſehr zuſammengeſetzte Körper; jeder hat eine beſondere Struktur, welche wir nur durch den Sinn des Geſichtes wahrnehmen können, jeder iſt noch aus Theilchen verſchiedener Elemente zuſammengeſetzt, welche uns die Chemie zu trennen lehrt.

Viele Dinge, welche dem Sinne des Gefühls entgehen, ſind noch durch das Auge wahrnehmbar. Man ſieht auf dem Probirſtein noch die Goldtheilchen, welche die empfindlichſte Hand nicht mehr zu fühlen im Stande iſt. Durch Loupen und Mikroſkope aber iſt der Geſichtsſinn nicht nur ausnehmend geſchärft, ſondern auch die Möglichkeit gegeben, ſolche kleine Größen genau zu meſſen.

Es iſt bekannt, daß man in den Künſten Fäden von Kupfer, Eiſen und Silber anwendet, welche eben ſo fein ſind wie ein Haar; ja Wollaſton hat Platindraht dargeſtellt, welcher nur $\frac{1}{3000}$ Linie dick iſt. Man müßte 140 ſolcher Drähte zuſammenlegen, um nur die Dicke eines einzelnen Coconfadens zu erhalten, und obgleich das Platin der ſchwerſte aller bekannten Körper iſt, ſo würde ein ſolcher Draht von 3000 Fuß Länge kaum einen Gran wiegen. Um einen ſolchen Draht zu erhalten, welcher wohl das Feinſte ſeyn möchte, was die Kunſt darzuſtellen vermag, nahm Wollaſton einen Platindraht, deſſen Durchmeſſer $\frac{1}{100}$ engl. Zoll betrug, befeſtigte ihn in der Axe einer cylindriſchen Form von $\frac{1}{5}$ Zoll Durchmeſſer, goß dieſe Form mit geſchmolzenem Silber aus und erhielt ſo einen Cylinder von Silber, deſſen Axe aus Platin beſtand. Dieſen Cylinder ließ er nun durch einen Drahtzug gehen; beide Metalle verlängerten ſich dabei gleichmäßig. Nachdem nun der zuſammengeſetzte Faden bis zur äußerſt möglichen Feinheit ausgezogen worden war, kochte er ihn in Salpeterſäure, welche das Silber auflöſ't und den feinen Kern vom Platin bloßlegt.

Mit Hülfe des Mikroſkops erkannte man, daß das Blut nicht, wie es auf den erſten Anblick ſcheint, eine gleichförmige Flüſſigkeit iſt, ſondern daß es aus einer Menge kleiner Kügelchen beſteht, welche in einer Flüſſigkeit ſchwimmen, die man Serum nennt. Dieſe Entdeckung wurde faſt gleichzeitig in Italien von Malpighi und in Holland von Leeuwenhoek ums Jahr 1660 gemacht. Dieſe Kügelchen ſind rund beim Menſchen und bei den Säugethieren, länglich bei den Vögeln und Fiſchen.

Ihre Größe ſchwankt, je nach den verſchiedenen Thiergattungen, zwiſchen $\frac{1}{312}$ und $\frac{1}{875}$ Linien. Dieſe Blutkügelchen des Menſchen haben einen Durchmeſſer von $\frac{1}{375}$ Linie.

Endlich giebt es Thierchen, welche nicht größer ſind als dieſe Blutkügelchen, und obgleich wir hier an der Gränze der ſinnlichen Wahrnehmung ſtehen, ſo können wir doch noch ſchließen, daß ſie wohl organiſirte Körper ſind, weil ſie Leben und Bewegung haben; ſie müſſen Gelenke und Glieder haben, welche ihre Bewegung möglich machen, im Innern ihres Körpers müſſen Organe zur Ernährung und Kanäle vorhanden ſeyn, in denen ſich die Säfte bewegen.

Wie weit aber geht dieſe Theilbarkeit? Kommen wir bei fortgeſetzter Verkleinerung wohl zu Theilchen, die noch ſinnlich wahrnehmbar, aber doch nicht weiter theilbar ſind? So weit unſere Erfahrung reicht, geht die Theilbarkeit ſtets über die Gränzen der ſinnlichen Wahrnehmung hinaus. Als Beiſpiel außerordentlicher Theilbarkeit führt man gewöhnlich den Moſchus an, welcher Jahre lang ein ganzes Zimmer mit einem intenſiven Geruche erfüllen kann, ohne merklich an Gewicht abzunehmen.

Am beſten beweiſen uns alle chemiſch zuſammengeſetzten Körper, daß die Theilbarkeit über die Gränzen der ſinnlichen Wahrnehmung hinausgeht. Der Zinnober z. B. iſt aus Queckſilber und Schwefel zuſammengeſetzt, und man kann ihn leicht in dieſe beiden Beſtandtheile zerlegen; man iſt aber nicht im Stande, die kleinen Theilchen von Schwefel und Queckſilber einzeln für ſich zu unterſcheiden; ſelbſt durch das beſte Mikroſkop betrachtet, erſcheint der Zinnober doch immer noch als eine vollkommen homogene (gleichartige) Maſſe.

Obgleich nun die Theilbarkeit weit über die Gränzen der ſinnlichen Unterſcheidung hinausgeht, ſo können wir doch nicht annehmen, daß ſie über alle Gränzen hinausgeht. Wollte man annehmen, daß die Theilbarkeit bis in's Unendliche fortginge, ſo hieße das, mit anderen Worten, annehmen, daß die Größe der letzten untheilbaren Urtheilchen Null ſey; wenn aber dieſe Urtheilchen keine Ausdehnung haben, ſo kann durch ihre Zuſammenſetzung unmöglich ein ausgedehnter Körper entſtehen.

Auf dieſe Betrachtungen geſtützt, nehmen die Phyſiker an, daß alle Körper aus kleinen Theilchen zuſammengeſetzt ſeyen, die nicht weiter zerlegt werden können, die untheilbar ſind, und die man deshalb Atome nennt.

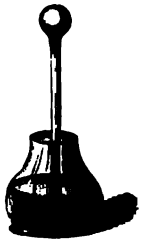
Dieſe Grundanſicht von der Conſtitution der Körper iſt unter dem Namen der atomiſtiſchen Theorie jetzt von allen Phyſikern und Chemikern angenommen.

Wenn man überhaupt von kleinen Theilchen redet, ohne gerade dieſe Urtheilchen, die Atome, bezeichnen zu wollen, ſo bedient man ſich gewöhnlich des Wortes Molekül, welches mit Maſſentheilchen gleichbedeutend iſt

6 **Ausdehnbarkeit und Zuſammendrückbarkeit.** Eine zweite allgemeine Eigenſchaft iſt die Ausdehnbarkeit und die damit zuſammenhängende Zuſammendrückbarkeit. Ein und derſelbe Körper nimmt nicht immer genau daſſelbe Volumen ein; er kann durch Druck und Erkaltung verkleinert, durch Spannung und Erwärmung vergrößert werden. Nehmen wir nun an, daß die Atome ein für allemal unveränderlich ſind, ſo läßt ſich die Ausdehnbarkeit nur durch die Annahme erklären, daß die Atome nicht in unmittelbarer Berührung ſtehen, ſondern durch Zwiſchenräume getrennt ſind, durch deren Vergrößerung oder Verkleinerung das Volumen der Körper zu- oder abnimmt.

Die Luft dehnt ſich ſehr leicht und ſehr ſtark durch die Wärme aus. Um ſich davon durch den Verſuch zu überzeugen, nehme man eine an einem Ende offene, an dem andern mit einer angeblaſenen Kugel verſehene Glasröhre (Fig. 1). Erwärmt man die Kugel gelinde, indem man ſie einige Zeit in die Hand nimmt, taucht man dann das offene Ende in eine gefärbte Flüſſigkeit, ſo wird dieſelbe beim Erkalten der Kugel in die Röhre hinaufſteigen. Durch die geringſte Erwärmung wird die Luft in der Kugel wieder ausgedehnt und dadurch die Flüſſigkeitsſäule wieder hinabgedrückt.

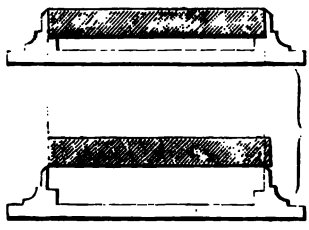
Fig. 1.



Die Ausdehnung der Flüſſigkeiten durch die Wärme läßt ſich an dem gewöhnlichen Thermometer zeigen.

Für feſte Körper kann man den Verſuch auf verſchiedene Arten anſtellen. Am einfachſten möchte wohl folgende ſeyn: Man läßt ſich eine Metallſtange machen, welche kalt genau in ein Geſtell paßt, wie Fig. 2 zeigt. Wenn die Metallſtange rothglühend gemacht worden iſt, ſo paßt ſie nicht mehr hinein, ſie paßt jedoch wieder, wenn ſie wieder kalt geworden iſt.

Fig. 2.



Alle Körper alſo dehnen ſich durch die Wärme aus, d. h. ihre Theilchen entfernen ſich durch Erwärmung weiter von einander und nähern ſich wieder, wenn die Erwärmung nachläßt. Da ſich nun die Erwärmung der Körper fortwährend ändert, ſo ſind alſo die Theilchen der Materie, ſo ruhig ſie uns auch ſcheinen mag, in einer fortwährenden Bewegung begriffen.

Die Geſetze der Ausdehnbarkeit werden wir bei der Lehre von der Wärme näher kennen lernen.

So wie die Körper nicht gleiche Ausdehnbarkeit beſitzen, ſo ſind ſie auch nicht gleich zuſammendrückbar. Ein Schwamm läßt ſich auf $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{5}$ ſeines urſprünglichen Volumens zuſammenpreſſen. Holz, Papier, Gewebe

welche Flüssigkeiten einsaugen, lassen sich zusammenpressen und verlieren dabei das eingesaugte Wasser.

Selbst Steine lassen sich durch große Gewichte etwas zusammendrücken, die Fundamente von großen Gebäuden geben davon evidente Beweise.

Münzen und Medaillen erhalten ihr Gepräge durch einen heftigen Stoß des Stempels. Die Gewalt des Stoßes ist so groß, daß sich die Buchstaben und das Bild des Stempels dem Metall aufprägen, wie man weichem Wachs durch den Druck der Hand beliebige Formen aufdrücken kann. Was aber hier das Wichtigste ist, das Volumen des gemünzten Stückes ist kleiner als es vorher war. Flüssigkeiten sind im Allgemeinen weit weniger compressibel als feste Körper. Wenn man Wasser in einen Kanonenlauf einschließt, dessen Wände 3 Zoll dick sind, so wird bei Ausübung eines starken Druckes das Metall eher bersten, als man das Wasser auf $^{19}/_{20}$ seines Volumens zusammenpreßt.

Die Luft und die Gase überhaupt sind unter allen Körpern am leichtesten zusammenzudrücken; man kann dies durch viele Versuche beweisen, am einfachsten aber wohl durch das sogenannte pneumatische Feuerzeug.

Fig. 3.

Dieser Apparat (Fig. 3) besteht aus einer Röhre von Glas oder Metall; in dieser Röhre bewegt sich ein vollkommen cylindrischer Stempel, welcher luftdicht schließt. Wenn die Röhre mit Wasser angefüllt wäre, so wäre es ganz unmöglich, den Stempel um eine merkliche Größe hineinzupressen; wenn er aber mit Luft angefüllt ist, so reicht die Kraft der Hand hin, sie auf $^1/_4$, $^1/_5$ ihres ursprünglichen Volumens zusammenzudrücken. Man fühlt aber, daß der Widerstand in dem Maße wächst, als das Volumen verkleinert wird; welche Kraft man aber auch anwenden mag, so ist es wegen der Undurchdringlichkeit der Luft doch nicht möglich, den Stempel ganz bis auf den Boden zu stoßen, denn sonst müßte man ja die Luft in der Röhre gleichsam vernichten können. Wenn der Stempel seine ursprüngliche Stellung wieder einnimmt, so füllt auch die Luft wieder ihr ursprüngliches Volumen aus, sie ist also nicht in der Art compressibel, wie die Metalle, welche Eindrücke annehmen und behalten, und wenn der Druck aufhört, nicht wieder ihr ursprüngliches Volumen einnehmen.

Die anderen Gase haben in dieser Hinsicht genau dieselben Eigenschaften, wie die atmosphärische Luft.

Porosität. Die Zwischenräume, welche sich zwischen den verschiedenen 7
Theilchen der Körper befinden, nennt man Poren. Bezeichnet man mit diesem Namen auch die Zwischenräume zwischen den Atomen der Körper, so ist dem oben Gesagten zufolge jeder Körper porös, die Porosität also

eine allgemeine Eigenſchaft. Im gewöhnlichen Leben verſteht man aber unter Poren nur ſolche Zwiſchenräume, welche groß genug ſind, um Flüſſigkeiten und Gaſe durchzulaſſen.

Da alle künſtlichen Gewebe aus Fäden beſtehen, die in einander verſchlungen ſind, ſo iſt es klar, daß zwiſchen den einzelnen Fäden Zwiſchenräume bleiben müſſen, welche groß genug ſind, um Flüſſigkeiten aufzunehmen. Eben ſo verhält es ſich mit gepulverten Körpern, ſie können leicht von Flüſſigkeiten durchdrungen werden; in einem Sandhaufen verbreitet ſich die Flüſſigkeit bis zur Spitze, und ein Aſchenhaufen iſt von Luft durchdrungen, ſonſt könnten die Kohlen unter der Aſche nicht längere Zeit hindurch glühend bleiben.

Ein Filter, wie es der Chemiker braucht, iſt nichts anderes als ein Körper, deſſen Poren groß genug ſind, um Flüſſigkeiten durchzulaſſen, aber auch klein genug, um fremde Körpertheilchen, die in der Flüſſigkeit ſuspendirt waren, zurückzuhalten.

Auch die natürlichen Gewebe des Thier- und Pflanzenreichs ſind ſehr poröſ, wie dies ſchon das ganze Weſen des Organismus erfordert; ſelbſt wenn ſie abgeſtorben ſind, behalten ſie ihr poröſes Gefüge. Holz, welches in Waſſer getaucht wird, nimmt an Gewicht und Volumen zu; dasjenige hingegen, welches man frei in der Luft liegen läßt, ſchwindet bei trockener und quillt bei feuchter Witterung.

Verſteinerte Thiere und verſteinertes Holz ſind ein ſchlagender Beweis für ihre Poroſität, weil ja die verſteinernde Subſtanz alle Faſern der zu verſteinernden Maſſe durchdringen mußte.

Mineraliſche Subſtanzen ſind bald mehr, bald weniger poröſ. Undurchſichtige Steine und ſolche, deren Theilchen ſehr unregelmäßig gelagert ſind, ſind in der Regel die poröſeſten.

Kreide und Marmor haben gleiche chemiſche Zuſammenſetzung und unterſcheiden ſich nur durch die verſchiedene Anordnung der Theilchen, in Folge deſſen ſie auch eine ſehr ungleiche Poroſität beſitzen.

Taucht man ein Stück Kreide und ein Stück Marmor in Waſſer ein, ſo wird, wie man ſich durch Zerbrechen der Stücke überzeugen kann, die Kreide bald ganz vom Waſſer durchdrungen ſeyn, während beim Marmor das Waſſer kaum in die Oberfläche eingedrungen iſt. Es iſt damit nicht geſagt, daß nicht auch die ganze Maſſe des Marmors vom Waſſer durchdrungen werden könnte, nur iſt dazu mehr Zeit und ein ſtarker Druck nöthig. Steine, welche man von dem Boden der Flüſſe und des Meeres in die Höhe holt, ſind deshalb auch in der Regel ſehr feucht.

Unter den zum Kieſelgeſchlecht gehörigen Mineralien giebt es eines, welches den Namen Hydrophan führt, deſſen Poroſität ein eigenthümliches

Phänomen hervorbringt. Der Hydrophan ist im gewöhnlichen Zustande nur durchscheinend, kurze Zeit in Wasser eingetaucht wird er aber durchsichtig wie Glas, weil das Wasser in seine Poren eindringt, wie das Oel in die Poren des Papiers.

Viele Erscheinungen in der Natur beweisen uns, daß die großen mineralischen Massen unsers Erdkörpers eben so porös sind, wie die kleinen Massen, mit denen wir experimentiren können. In tiefen Höhlen z. B. sehen wir, daß das Wasser durch die Wände hindurchsickert und Stalaktiten in den wunderlichsten Gestalten absetzt.

Endlich finden wir selbst bei Metallen deutliche Beweise ihrer Porosität. Eine mit Wasser angefüllte Kugel von Gold, welche einem starken Drucke ausgesetzt wird, überdeckt sich auf der ganzen Oberfläche mit ganz kleinen, dem Thau ähnlichen Tröpfchen. Dieser Versuch wurde zum ersten Male im Jahre 1661 von den Akademikern in Florenz angestellt, und wurde seitdem öfters mit verschiedenen Metallen, aber stets mit demselben Erfolge, wiederholt.

Aus den angeführten Beispielen geht zur Genüge hervor, daß es eine Menge Körper giebt, welche Flüssigkeiten mit Leichtigkeit durchlassen; daß es andere giebt, welche nur nach längerer Zeit und unter einem mehr oder weniger starken Drucke von Flüssigkeiten durchdrungen werden können; endlich giebt es auch solche, welche eher zerbrechen, als daß sie Flüssigkeiten oder Gase durchlassen. Es ist wohl kaum nöthig zu bemerken, daß nicht alle Flüssigkeiten jeden Körper gleich gut zu durchdringen im Stande sind. Für physikalische und chemische Versuche ist es von großer Wichtigkeit, daß das Glas weder Flüssigkeiten noch Gase durchläßt.

Verschiedene Natur der Atome. Nachdem wir durch die Betrachtung der Theilbarkeit und Ausdehnbarkeit die Grundidee der atomistischen Theorie entwickelt haben, wollen wir zunächst sehen, wie sich die verschiedenen Körper aus Atomen construiren lassen, und dann erst zur Betrachtung der übrigen allgemeinen Eigenschaften übergehen. 8

Wir finden in der Natur eine Menge von Körpern, deren Eigenschaften so verschieden sind, daß wir nothwendig annehmen müssen, daß schon die Atome, aus denen sie zusammengesetzt sind, eine verschiedene Natur haben. Betrachten wir z. B. Schwefel und Blei; das Verhalten dieser beiden Körper ist außerordentlich verschieden, und wir können diese Verschiedenheit nur dadurch erklären, daß die Atome des Schwefels nicht von derselben Art sind, wie die des Bleies.

Die meisten Körper sind nicht aus gleichartigen, sondern aus verschiedenartigen Theilen zusammengesetzt, wenn sie auch dem Ansehen nach ganz gleichartig sind, wie wir dies beim Zinnober schon angeführt haben, der aus Schwefel und Quecksilber zusammengesetzt ist; so ist auch das Wasser aus

Sauerstoff und Wasserstoff, das Kochsalz aus Chlor und Natrium zusammengesetzt u. s. w. Solche Körper heißen *chemisch zusammengesetzte*, im Gegensatz zu denen, die sich nicht weiter in verschiedenartige Bestandtheile zerlegen lassen, und welche man deshalb auch *einfache Körper*, *Grundstoffe* oder *Elemente* nennt. Man kennt 56 solcher Grundstoffe, die man bis jetzt wenigstens nicht weiter zu zerlegen im Stande war; mit der Betrachtung dieser Elemente und der Art und Weise, wie aus denselben die übrigen Körper zusammengesetzt sind, beschäftigt sich die **Chemie**.

9 **Aggregatzustände.** Wir beobachten an den Körpern außer den eben besprochenen noch Verschiedenheiten, die nicht von der Verschiedenheit der Bestandtheile, sondern von der verschiedenen Art und Weise herrühren, wie die Theilchen verbunden sind, ja ein und derselbe Stoff kann uns in sehr verschiedenen Formen erscheinen, wie das Wasser, welches als Eis fest, als Wasser flüssig, als Dampf aber gasförmig ist; ohne die Zusammensetzung zu ändern, können wir das Wasser in Eis und das Eis in Wasser verwandeln, wir können das Wasser verdampfen und den Dampf wieder zu Wasser verdichten.

Alle Körper, welche wir kennen, befinden sich in einem der drei beim Wasser erwähnten Zustände, sie sind entweder *fest*, *flüssig* oder *gasförmig* (luftförmig).

Die festen Körper haben, die geringen Veränderungen abgerechnet, welche durch Wärme und Druck hervorgebracht werden, ein *unveränderliches Volumen* und eine *selbstständige Gestalt*; es gehört auch eine mehr oder weniger bedeutende Kraft dazu, um einen festen Körper zu zertheilen. Es ist z. B. unmöglich, ein Stück Eisen auf die Hälfte, auf den dritten Theil seines Volumens zusammenzupressen, oder zu machen, daß es den doppelten, dreifachen Raum einnimmt; nur mit großer Gewalt sind wir im Stande, seine Gestalt zu ändern oder es zu theilen.

Die Flüssigkeiten haben in demselben Sinne wie die festen Körper ein unveränderliches Volumen, d. h. wenn wir sie durch einen starken Druck auch ein klein wenig zusammendrücken können, wenn sie sich auch durch Erwärmung etwas ausdehnen, so sind diese Volumenveränderungen doch immer nur sehr unbedeutend; wir können das Wasser, welches eine Flasche ausfüllt, nicht in ein halb so großes Gefäß hineinpressen, und wenn wir es in ein doppelt so großes Gefäß hineingießen, so füllt es dieses nur zur Hälfte aus. Die Flüssigkeiten haben aber *keine selbstständige Gestalt*, wie die festen Körper, sondern die Gestalt des Raumes, den sie einnehmen, ist von der Form der sie umgebenden festen Körper, also von der Form der Gefäße abhängig; wenn eine Flüssigkeit ein Gefäß nicht ganz ausfüllt, so ist sie oben durch eine horizontale Oberfläche begränzt. Endlich unterscheiden sich die flüssigen Körper von den festen

noch dadurch, daß schon die geringste Kraft hinreicht, um ihre Theilchen von einander zu trennen.

Die gasförmigen Körper haben weder eine selbstständige Form, noch ein bestimmtes Volumen, der Raum, den sie einnehmen, hängt nur von dem äußern Drucke ab. Man kann eine Luftmasse leicht auf $1/2$, $1/4$... $1/10$ ihres Volumens zusammenpressen; und umgekehrt, wenn man sie in einen 2, 4... 10mal größern leeren Raum bringt, so füllen sie auch diesen vollständig aus, wie wir später noch ausführlicher sehen werden; sie haben also ein Bestreben, sich so viel wie möglich auszudehnen. Die leichte Theilbarkeit haben die Gase mit den Flüssigkeiten gemein.

Diese Unterschiede der Körper können nach unserer Ansicht von der Zusammensetzung der Körper nur darauf beruhen, daß bei den festen Körpern die einzelnen Theilchen nicht allein in einer bestimmten Entfernung, sondern auch in einer bestimmten gegenseitigen Lage bleiben, während die Theilchen der Flüssigkeiten zwar auch in einer bestimmten Entfernung bleiben, aber doch sehr leicht sich an einander verschieben lassen; bei den gasförmigen Körpern endlich finden wir ein Bestreben der Theilchen, sich möglichst weit von einander zu entfernen.

Molekularkräfte. Da eine Kraft nöthig ist, um die Theilchen eines 10
festen Körpers von einander zu trennen, da aber auch bei den gasförmigen Körpern eine äußere Kraft nöthig ist, um die Theilchen zusammenzuhalten, so ist klar, daß die Körper nicht bloß durch eine Nebeneinanderlagerung der Atome gebildet seyn können, denn sonst würden sie nur eine unzusammenhängende Masse, einem Sandhaufen etwa vergleichbar, bilden. Es muß also Kräfte geben, welche die Theilchen der festen Körper in ihrer gegenseitigen Lage festhalten, ihnen so eine bestimmte innere Struktur geben und ihre äußere Gestalt erhalten; andererseits müssen auch Kräfte vorhanden seyn, welche die Theilchen der Gase aus einander treiben.

Diese Kräfte, welche fortwährend zwischen den benachbarten Molekülen der Körper thätig sind, nennt man Molekularkräfte.

Die Kraft, welche die Theilchen der festen Körper zusammenhält, nennt man Cohäsionskraft und nimmt an, daß sie ihren Grund in einer gegenseitigen Anziehung der Atome hat.

Wenn sich aber die Atome gegenseitig anziehen, so ist nicht einzusehen, wie dieselben Atome sich gegenseitig abstoßen können; um also die Abstoßung zu erklären, welche wir bei den Gasen beobachten, müssen wir eine zweite Kraft, die Expansionskraft, annehmen.

Durch Erwärmung können wir feste Körper schmelzen, d. h. feste Körper in flüssige verwandeln, und durch Wärme die flüssigen Körper verdampfen, d. h. sie in den gasförmigen Zustand überführen; offenbar wirkt also die Wärme der Cohäsionskraft entgegen, und wir nehmen geradezu an, daß die

Wärme mit der eben angeführten Expanſionskraft einerlei ſey. Man denkt ſich die Moleküle der Körper gleichſam von Wärmeatmoſphären eingehüllt, welche die Anziehung der Moleküle ſelbſt modificiren, und erklärt ſo, daß Anziehung und Abſtoßung von denſelben Mittelpunkten ausgehen. Je nachdem die Cohäſionskraft oder die Expanſionskraft überwiegend iſt, ſind die Körper feſt oder gasförmig, bei flüſſigen Körpern ſind ſie im Gleichgewicht.

11 **Trägheit.** In der ganzen Natur kann keine Veränderung in dem Zuſtande der Dinge vorgehen, ohne daß ſie von einer beſondern Urſache veranlaßt wird; was für Veränderungen alſo ein Körper auch erleiden mag, ſeyen es nun Veränderungen im Zuſtande der Ruhe oder der Bewegung, ſeyen es Veränderungen ſeines Aggregatzuſtandes u. ſ. w., immer iſt, um eine ſolche Veränderung hervorzubringen, eine Kraft nöthig. Iſt ein Körper in Ruhe, ſo iſt eine Kraft nöthig, um ihn in Bewegung zu ſetzen, iſt er in Bewegung, ſo iſt eine Kraft nöthig, um ihn in Ruhe zu bringen; ein Körper, der einmal in Bewegung iſt, wird ohne Einwirkung äußerer Kräfte ſeine Bewegung mit unveränderlicher Geſchwindigkeit, in unveränderter Richtung fortſetzen, bis ſie durch äußere Hinderniſſe aufgehoben wird. Man bezeichnet die eben beſprochene Eigenſchaft der Körper mit dem Namen der Trägheit oder des Beharrungsvermögens.

Schon im alltäglichen Leben finden wir zahlreiche Erſcheinungen, welche ſich durch das Geſetz der Trägheit erklären laſſen. Das Schwungrad einer Maſchine läuft noch eine Weile fort, wenn auch die Kraft, welche die Maſchine treibt, zu wirken aufgehört hat; es würde ewig fortlaufen, wenn die Reibung die Bewegung nicht fortwährend verzögerte.

Wenn man ſtark läuft, kann man nicht plötzlich einhalten, und wenn man in einem Nachen ſteht, fällt man mit dem Oberkörper rückwärts, wenn der Nachen eben vom Lande abſtößt, vorwärts, wenn er anſtößt. Wir werden ſpäter Gelegenheit haben, den Einfluß der Trägheit auf viele Bewegungserſcheinungen noch genauer nachzuweiſen.

Dem Geſetze der Trägheit zufolge muß ein Körper jeder Kraft einen Widerſtand entgegenſetzen, welche ihn aus dem Zuſtande der Ruhe in Bewegung ſetzt, oder welche, wenn einmal der Körper in Bewegung iſt, ſeine Bewegung beſchleunigt, verzögert oder ganz aufzuheben ſtrebt. Es iſt demnach klar, daß die Wirkung, welche eine Kraft auf den Bewegungszuſtand eines Körpers ausübt, einerſeits von der Größe (Intenſität) der Kraft, andererſeits aber auch von der Größe der Trägheit abhängt.

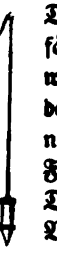
Je größer die Quantität der Materie, d. h. je größer die Maſſe iſt, auf welche eine Kraft wirkt, deſto größer iſt auch der Widerſtand, welchen die Kraft zu überwinden hat; wir ſchätzen überhaupt die Maſſe eines Körpers nach der Größe des Widerſtandes, den er in Folge ſeiner Trägheit einer beſchleunigenden oder verzögernden Kraft entgegenſetzt. Dieſe Begriffe

von Trägheit und Maſſe werden erſt durch Späteres, namentlich durch die Lehre von der Schwere und der Bewegung recht klar und geläufig werden.

Schwere. Wenn man einen Stein, ein Stück Holz u. ſ. w. vom Bo- 12
den entfernt, ſich ſelbſt überläßt, ſo fallen ſie, bis ſie den Boden oder irgend einen andern Körper treffen, welcher ſie aufhält. Da die Materie träg iſt, ſo kann ſie nicht von ſelbſt aus dem Zuſtande der Ruhe in den der Bewegung übergehen. Wenn wir alſo ſehen, daß ein ruhender Körper in demſelben Moment ſich zu bewegen beginnt, in welchem wir ihm ſeine Unterſtützung entziehen, ſo müſſen wir dies einer Kraft zuſchreiben, und dieſe Kraft nennen wir Schwere.

Um die Richtung der Schwere zu beſtimmen, giebt es kein beſſeres Mittel, als einen Faden an einem Ende irgend wie zu befeſtigen, und an ſeinem andern Ende einen kleinen ſchweren Körper anzuhängen. Die Richtung des Fadens, wenn er geſpannt und in Ruhe iſt, fällt genau mit der Richtung der Schwere zuſammen; denn wenn dieſe Kraft nach einer andern Linie wirkte, ſo würde ſie den Faden nach dieſer Linie hinziehen. Dieſes kleine Inſtrument nennt man das Bleiloth, die Linie, welche der Faden für den Fall des Gleichgewichts einnimmt, nennt man die Vertikale. Die Richtung der Schwere iſt alſo die des Bleilothes oder der Vertikalen. Nichts iſt leichter, als dieſelbe in jedem Augenblicke und an jedem Orte der Erde zu beſtimmen.

Fig. 4.



Wie wir ſpäter in der Hydroſtatik ſehen werden, muß die Oberfläche eines jeden ruhig ſtehenden Gewäſſers rechtwinklig auf der Richtung der Schwere ſeyn. Man ſagt ſtatt deſſen wohl auch, daß die Richtung der Schwere ſtets auf der Erdoberfläche rechtwinklig ſtände. Wie man leicht begreift, iſt darunter nicht die wirkliche Erdoberfläche mit all' ihren Bergen und Thälern, ſondern eine ideale Oberfläche zu verſtehen, die man ſich auf folgende Weiſe zu denken hat: Nehmen wir an, der atlantiſche Ocean, die Südſee und alle Meere, welche unter ſich in Verbindung ſtehen, ſeyen für einen Augenblick vollkommen ruhig, ſo würde ihr ungeheurer Spiegel einen Theil einer faſt kugelförmigen Oberfläche ausmachen. Denken wir uns nun, daß die verſchiedenen Theile dieſer Oberfläche mit Beibehaltung ihrer Krümmung ſich unter der Oberfläche der Feſtländer ausdehnten, ſo würden ſie eine Kugeloberfläche bilden, die weder Berge noch Thäler hat. Dieſe zum Theil wirkliche, zum Theil ideale Oberfläche iſt es, welche man Meeresfläche, Niveaufläche oder Horizontalfläche nennt. Wenn man ſagt, daß der Gipfel des Montblanc 14690 Fuß über der Meeresfläche liegt, ſo heißt das, daß ein von dieſem Gipfel auf die erwähnte ideale Oberfläche gefälltes Perpendikel eine Länge von 14690 Fuß hat. In Holland findet man ganze Landſtrecken, welche un-

ter der Meeresoberfläche liegen, d. h. die verlängerte Oberfläche des Meeres geht über die Köpfe der Bewohner hinweg.

Die Schwerkraft iſt, wie aus dem bisher Geſagten unmittelbar folgt, ſtets nach dem Mittelpunkt der Erde gerichtet. Die Richtungen des Bleiloths an zwei verſchiedenen Orten der Erde ſind demnach auch nicht parallel, ſondern machen einen Winkel mit einander, deſſen Spitze in den Mittelpunkt der Erde fällt. Berlin und das Cap der guten Hoffnung ſind zwei Orte, welche nahe in demſelben Meridian liegen. Berlin liegt $52^0\ 31'\ 13''$ nördlich, das Cap $33^0\ 55'\ 15''$ ſüdlich vom Aequator, eine von Berlin und eine vom Cap nach dem Mittelpunkt der Erde gezogene Linie werden demnach einen Winkel von $86^0\ 26'\ 28''$ mit einander machen; und dies iſt auch der Winkel, den das Bleiloth zu Berlin mit dem Bleiloth auf dem Cap macht. Stellt man Verſuche auf einem engen Raume, etwa auf zwei Punkten eines Zimmers, ja ſelbſt an zwei verſchiedenen Punkten einer Stadt an, ſo erſcheinen die Richtungen des Bleilothes vollkommen parallel. Der Grund davon liegt darin, daß der Vereinigungspunkt der beiden Richtungen (der Mittelpunkt der Erde) um mehr als 18 Millionen Fuß (den Halbmeſſer der Erde) entfernt iſt. Da nun 600 Fuß kaum den 30tauſendſten Theil des Erdhalbmeſſers ausmachen, ſo folgt, daß 2 Bleilothe, die 600 Fuß von einander entfernt ſind, einen Winkel von etwa 6,3 Sekunden mit einander machen. Sind die beiden Orte noch näher, ſo wird der Winkel derſelben bald eine völlig verſchwindende Größe.

Wenn ein Körper durch irgend eine Unterlage am Fallen verhindert iſt, ſo hört deshalb die Wirkung der Schwere nicht auf, ſie äußert ſich in dieſem Falle durch einen Druck, welcher auf die Unterlage ausgeübt wird.

Die Schwere iſt eine allgemeine Eigenſchaft der Körper, d. h. ſie iſt nicht allein eine Eigenſchaft der feſten Körper, ſondern ſie kommt auch den Flüſſigkeiten und den Gaſen zu. Das Fallen der Regentropfen beweiſt ſchon die Schwere der Flüſſigkeiten; daß aber auch die Gaſe Schwere beſitzen, daß alſo die ganze Luftmaſſe, welche unſern Erdball umgiebt, auf die Erdoberfläche drückt, dafür werden wir ſpäter noch Beweiſe finden.

13 **Gewicht.** Die Größe des Druckes, welchen ein Körper auf ſeine Unterlage ausübt, heißt ſein Gewicht; dieſer Druck nun wächſt mit der Anzahl ſeiner materiellen Theilchen. Um das Gewicht verſchiedener Körper mit einander zu vergleichen, bedienen wir uns der Wage, deren Anwendung allgemein bekannt iſt, deren Einrichtung aber ſpäter noch beſchrieben werden ſoll.

In Frankreich iſt das Gramm geſetzlich als Einheit des Gewichtes beſtimmt; außerdem wird aber auch faſt überall dieſe Gewichtseinheit ausſchließlich bei wiſſenſchaftlichen Unterſuchungen angewendet. Das Gramm iſt das Gewicht von einem Kubikcentimeter reinen Waſſers im Zuſtande ſeiner größten Dichtigkeit.

Das franzöſiſche Gewichtsſyſtem hat den großen Vorzug vor andern, daß die Einheiten des Gewichtes und des Raummaaßes in einer einfachen Beziehung ſtehen, ſo daß man leicht vom Volumen auf das Gewicht und umgekehrt ſchließen kann. Eine genauere Entwickelung des neueren franzöſiſchen Maaßſyſtemes, ſowie eine Vergleichung der neufranzöſiſchen Maaße und Gewichte wird weiter unten folgen.

Maſſe. Nach der oben gegebenen Erklärung iſt die Maſſe eines Körpers die Quantität der Materie, aus welcher er zuſammengeſetzt iſt; von der Quantität der Materie eines Körpers hängt aber die Größe ſeines Beharrungsvermögens ab, und die Größe des Beharrungsvermögens iſt dem Begriff nach das eigentliche Maaß der Maſſe. Ein bequemes Mittel, die Maſſe eines Körpers zu beſtimmen, liefert uns aber erſt die Schwere. 14

Die Maſſe eines Körpers iſt ſtets ſeinem Gewichte proportional. Dieſer Zuſammenhang zwiſchen Maſſe und Gewicht wird uns überall durch den Verſuch nachgewieſen, obgleich er dem Begriff nach nicht durchaus nöthig iſt: d. h. es wäre denkbar, daß es in der Natur Körper gäbe, auf welche die Schwere gar nicht wirkt, obgleich ſie deshalb nicht aufhören träge Maſſen zu ſeyn. Es wäre ferner denkbar, daß die Schwerkraft ungleich auf die Theilchen verſchiedener Subſtanzen wirke, daß eine Bleikugel z. B. nur deshalb ſchwerer iſt als eine gleich große Kugel von Holz, weil eben die Schwere auf die Theilchen des Bleies vorzugsweiſe wirkte, ohne daß deshalb die Maſſe der Bleikugel größer wäre als die der Holzkugel. Denken wir uns, um die Sache recht klar zu machen, zwei gleich große Kugeln, eine von Holz, die andere von Blei, und nehmen wir einmal an, die Maſſe beider, d. h. ihr Beharrungsvermögen, ſey gleich, ſo müßte offenbar die Bleikugel ſchneller fallen; denn wir wiſſen, daß die Bleikugel etwa 12mal ſo viel wiegt, daß alſo die Kraft, welche die Bleikugel fallen macht, 12mal größer iſt als die, welche die Holzkugel niedertreibt; ſie müßte alſo bei gleichem Widerſtande offenbar eine größere Geſchwindigkeit hervorbringen. Nun aber fällt die Bleikugel nicht ſchneller als die Holzkugel (wenigſtens im leeren Raum), und daraus geht hervor, daß die 12mal größere Kraft, welche die Bleikugel zur Erde zieht, auch eine 12mal ſo große träge Maſſe in Bewegung zu ſetzen hat, daß alſo die träge Maſſe der Bleikugel 12mal ſo groß iſt als die Maſſe der Holzkugel.

Da nun, wie wir bald ſehen werden, die Fallgeſchwindigkeit für alle Körper dieſelbe iſt (im leeren Raum), ſo ſchließen wir auf dieſelbe Weiſe, daß die Maſſe eines Körpers ſtets ſeinem Gewichte proportional ſey, daß alſo das Gewicht eines Körpers ein Maaß für ſeine Maſſe iſt.

Dichtigkeit. Die Dichtigkeit der Körper iſt das Verhältniß ihres Gewichtes zu ihrem Volumen. Der Begriff der Dichtigkeit fällt mit dem 15

des ſpecifiſchen Gewichts zuſammen. Das ſpecifiſche Gewicht i für jede Subſtanz eine beſtändige, charakteriſtiſche Eigenſchaft. Um di Dichtigkeit der Körper zu beſtimmen, muß man die Dichtigkeit irgend e nes Körpers, und man hat dafür das Waſſer im Zuſtande ſeiner größte Dichtigkeit gewählt, als Einheit annehmen. Die Dichtigkeit ode das ſpecifiſche Gewicht eines Körpers iſt demnach die Zahl welche angiebt, wie vielmal ein Körper ſchwerer iſt als ei gleiches Volumen Waſſer. Ein Kubikcentimeter Eiſen wiegt 7,8 ein Kubikcentimeter Gold 19,258 Gramm, während ein gleiches Volume Waſſer nur 1 Gramm wiegt, alſo iſt 7,8 das ſpecifiſche Gewicht des Ei ſens, 19,258 das ſpecifiſche Gewicht des Goldes. Man findet all gemein das ſpecifiſche Gewicht eines Körpers, wenn man ſein abſolutes Gewicht durch das Gewicht eines gleichen Volumens Waſſer dividirt.

Die Data alſo, welche man durch den Verſuch beſtimmen muß, um aus denſelben das ſpecifiſche Gewicht eines Körpers zu berechnen, ſind das abſolute Gewicht deſſelben und das Gewicht eines gleichen Waſſer volumens.

Am leichteſten iſt es, die Data für Flüſſigkeiten auszumitteln. Man fülle ein Gefäß, am beſten ein ſolches, welches oben in einen engen Hals mündet, bis zu einer bezeichneten Höhe (bis zu einem am Halſe markirten Striche), einmal mit Waſſer, dann mit der zu beſtimmenden Flüſſigkeit, und beſtimme jedesmal mit Hülfe der Wage das Gewicht der in der Flaſche enthaltenen Flüſſigkeiten. Es ſey z. B. das ſpecifiſche Gewicht des engliſchen Vitriolöls auf dieſe Weiſe auszumitteln. Man bringe das leere Glasgefäß auf die eine Wagſchale und lege auf die andere das entſprechende Tarirgewicht auf. Nun fülle man das Gefäß bis zu dem Merkzeichen mit Waſſer. Geſetzt, es halte gerade 1 Liter, d. h. 1000 Kubikcentimeter, ſo wird das eingegoſſene Waſſer gerade 1000 Gramm wiegen. Füllt man nun das Gefäß mit Vitriolöl, ſo wird man auf der andern Wagſchale außer dem Tarirgewicht für die Flaſche noch 1848 Gr. auflegen müſſen, um das Gleichgewicht der Wage wieder herzuſtellen. Das Vitriolöl in der Flaſche wiegt alſo 1848 Gr., während ein gleiches Volumen Waſſer nur 1000 Gr. wiegt, das ſpecifiſche Gewicht des Vitriolöls iſt alſo $\frac{1848}{1000} = 1{,}848$.

Nicht immer ſtehen ſo große Mengen der zu unterſuchenden Flüſſigkeiten zu Gebote, daß man ein ſo großes Gefäß wie das eben beſprochene damit füllen kann; außerdem aber iſt es nicht einmal vortheilhaft, ſolche Mengen anzuwenden, weil ſolche Laſten für eine gute Wage zu groß ſind. Es iſt deshalb zweckmäßig, kleinere Gefäße anzuwenden. Gläschen, die man

Fig. 5.

zu dieſem Zwecke verfertigt, haben in der Regel beiſtehende Geſtalt (Fig. 5) und ſind durch einen eingeriebenen Stöpſel von Glas verſchloſſen. Der kubiſche Inhalt derſelben beträgt 8 bis 20 Kubikcentimeter. Der eingeriebene Glasſtöpſel iſt von einem Stück einer Thermometerröhre verfertigt, damit bei etwaiger Erwärmung der Flüſſigkeit ein Theil derſelben durch die feine Oeffnung austreten könne, weil ſonſt der Stöpſel entweder gehoben, oder das Gefäß zerſprengt würde.

Um das ſpecifiſche Gewicht feſter Subſtanzen zu beſtimmen, kann man ſich aus denſelben einen Körper von regulärer Geſtalt formen, etwa einen Würfel, eine Kugel u. ſ. w., ſo daß es leicht iſt, den kubiſchen Inhalt der zu unterſuchenden Stücke zu berechnen. Das abſolute Gewicht ſolcher Körper findet man durch die Wage, das Gewicht eines gleichen Volumens Waſſer iſt durch das bekannte Volumen der Körper gegeben. Ein Würfel von Marmor z. B. wiege 21,6 Gr. Wenn nun jede Seite dieſes Würfels 2 Centimeter beträgt, ſo iſt der kubiſche Inhalt deſſelben 8 Kubikcentimeter; ein gleich großer Würfel von Waſſer wird alſo 8 Gr. wiegen, folglich iſt das ſpecifiſche Gewicht des Marmors $\frac{21,6}{8} = 2,7$.

Eine Kugel von trockenem Hainbuchenholz wiege 25,79 Gr. Wenn der Durchmeſſer dieſer Kugel 4 Centimeter iſt, ſo kann man daraus den kubiſchen Inhalt berechnen und wird ihn gleich 33,49 Kubikcentimeter finden. Eine gleiche Waſſerkugel wiegt alſo 33,49 Gr., und das ſpecifiſche Gewicht dieſes Holzes iſt demnach $\frac{25,79}{33,49} = 0,77$.

Nicht von jeder Subſtanz hat man ſolche Maſſen, um daraus ſolche reguläre Körper bilden zu können; außerdem aber iſt es ungemein ſchwierig, ja faſt unmöglich, reguläre Körper genau genug zu arbeiten. Man muß deshalb nach anderen Methoden ſich umſehen, um das ſpecifiſche Gewicht feſter Körper zu beſtimmen. Die meiſten dieſer Methoden beruhen auf hydroſtatiſchen Geſetzen, welche wir erſt ſpäter werden kennen lernen. Die folgende Methode gründet ſich jedoch nicht auf dieſe Principien; ſie wird häufig angewendet, um das ſpecifiſche Gewicht ſolcher Körper zu beſtimmen, welche in kleinen Stücken vorkommen.

Man bringe zuerſt das oben erwähnte Gläschen mit Waſſer gefüllt auf der Wage ins Gleichgewicht, lege dann die zu beſtimmenden Körnchen daneben und mache ihr abſolutes Gewicht ausfindig. Nun nimmt man die Körnchen und das Glas von der Wage weg, wirft die Körnchen in das Glas und ſetzt den Stöpſel wieder auf, ſo muß nothwendig Waſſer aus-

fließen, und zwar gerade ſo viel, als durch die hineingeworfenen Körnchen verdrängt wurde. Aus einer abermaligen Wägung ergiebt ſich, wie viel Waſſer ausgefloſſen iſt, wie viel alſo eine Waſſermenge wiegt, deren Volumen dem Volumen der zu beſtimmenden Körper gleich iſt.

Es ſoll z. B. das ſpecifiſche Gewicht von Platinakörnchen beſtimmt werden, wie ſie ſich in der Natur finden.

Das Glas mit Waſſer wiege . . .	13,52 Gr.
Die Körnchen	4,056 Gr.
Alſo beides zuſammen	17,576.

Nachdem man die Körner in das Glas geworfen, den Stöpſel aufgeſetzt und alles ausgefloſſene Waſſer ſorgfältig abgeputzt hat, wägt man wieder. Geſetzt, man fände nun das Gewicht des Gläschens mit Allem, was darin iſt, gleich 17,316 Gr., ſo iſt offenbar das Gewicht des durch die Körnchen verdrängten Waſſers $17{,}576 - 17{,}316 = 0{,}26$ Gr., folglich iſt das ſpecifiſche Gewicht der Platinkörner $\frac{4{,}056}{0{,}26} = 15{,}6$.

Daſſelbe Verfahren läßt ſich auch bei größeren Stücken anwenden, wenn man nur ein paſſendes, etwa ein cylindriſches Gefäß wählt, deſſen oberer Rand ſorgfältig abgeſchliffen iſt, ſo daß man durch Auflegen einer Glasplatte immer genau daſſelbe Volumen abgränzt.

Wenn der zu beſtimmende Körper in Waſſer löslich iſt, ſo füllt man das Glas mit einer andern Flüſſigkeit, in welcher ſich der Körper nicht löſ't, etwa mit Alkohol, Terpentinöl u. ſ. w. Durch das ſo eben beſchriebene Verfahren findet man nun, wie viel eine Menge der gewählten Flüſſigkeit wiegt, welche mit dem zu beſtimmenden Körper gleiches Volumen hat. Wenn aber nun das ſpecifiſche Gewicht dieſer Flüſſigkeit ſchon bekannt iſt, ſo kann man leicht das Gewicht eines gleichen Volumens Waſſer berechnen.

Geſetzt, ein Stück eines Salzes, welches in Terpentinöl unlöslich iſt, wiege 0,352 Gr. und verdränge, in das Glas geworfen, 0,13 Gr. Terpentinöl. Nun iſt das ſpecifiſche Gewicht des Terpentinöls 0,8725, eine gleiche Menge Waſſer wiegt demnach $\frac{0{,}13}{0{,}8715} = 0{,}149$, und das ſpecifiſche Gewicht dieſes Salzes iſt alſo $\frac{0{,}352}{0{,}149} = 2{,}36$.

Wir werden weiter unten noch andere Methoden zur Beſtimmung des ſpecifiſchen Gewichtes kennen lernen.

Die folgende Tabelle enthält eine Zuſammenſtellung von ſpecifiſchen Gewichten einiger Körper, welche zu kennen häufig nothwendig oder wenigſtens von Intereſſe iſt.

Tabelle der specifischen Gewichte einiger festen Körper bei 0 Grad.

Platin	gemünzt	22,100
	gewalzt	22,069
	geschmolzen	20,857
	zu Draht gezogen	19,267
Gold	gemünzt	19,325
	geschmolzen	19,253
Iridium		18,600
Wolfram		17,600
Blei, geschmolzen		11,352
Palladium		11,300
Silber		10,474
Wismuth		9,822
Kupfer	gehämmert	8,878
	gegossen	7,788
	zu Draht gezogen	8,780
Kadmium		8,694
Molybdän		8,611
Messing		8,395
Arsenik		8,308
Nickel		8,279
Uran		8,1
Stahl		7,816
Kobalt		7,812
Eisen	geschmiedet	7,788
	gegossen	7,207
Zinn		7,291
Antimon		6,712
Tellur		6,115
Chrom		5,900
Jod		4,948
Schwerspath		4,426
Selen		4,320
Diamant		3,520
Flintglas	von Fraunhofer	3,779
	französisches	3,200
	englisches	3,373
Bouteillenglas		2,600
Spiegelglas		2,370
Turmalin (grün)		3,155
Marmor		2,837
Smaragd		2,775
Bergkrystall		2,683
Porcellan	sächsisches	2,493
	französisches	2,145
	chinesisches	2,384
Gyps (krystallisirt)		2,311
Schwefel (natürlich)		2,033
Elfenbein		1,917
Alabaster		1,874
Anthracit		1,800
Phosphor		1,770
Bernstein		1,078
Wachs, weißes		0,969
Natrium		0,972
Kalium		0,865
Ebenholz		1,226
Eichenholz (alt)		1,170
Buxbaum		1,330
Ahornholz	frisch	0,904
	trocken	0,659
Buchenholz	frisch	0,982
	trocken	0,590
Edeltanne	frisch	0,890
	trocken	0,555
Erlenholz	frisch	0,857
	trocken	0,500
Eschenholz	frisch	0,904
	trocken	0,644
Hainbuchenholz	frisch	0,945
	trocken	0,769
Lindenholz	frisch	0,817
	trocken	0,439
Mahagonyholz		1,060
Nußbaumholz		0,677
Cypressenholz		0,598
Cedernholz		0,561
Pappelholz		0,383
Kork		0,24

Dichtigkeit einiger Flüſſigkeiten

(bei 0°, wo nichts weiter bemerkt iſt).

Deſtillirtes Waſſer	1,000
Queckſilber	13,598
Brom	2,966
Schwefelſäure (engliſche)	1,848
Verdünnte Schwefelſäure nach Delezenne bei 15° C.:	
10 Proc. Säure	1,066
20 » »	1,138
30 » »	1,215
40 » »	1,297
50 » »	1,387
60 » »	1,486
70 » »	1,595
80 » »	1,709
90 » »	1,805
100 » »	1,840
Verdünnte Salpeterſäure:	
10 Proc. Säure	1,054
20 » »	1,111
30 » »	1,171
40 » »	1,234
50 Proc. Säure	
60 » »	
70 » »	
80 » »	
90 » »	
100 » »	
Milch	
Meerwaſſer	
Wein: Bordeaux-	
» Champagner-	
» Malaga-	
» Moſel-	
» Rhein-	
Oele: Citronenöl	
» Leinöl	
» Mohnöl	
» Olivenöl	
» Terpentinöl	
Alkohol, abſoluter	
Schwefeläther	
Schwefelkohlenſtoff	

Zweiter Abſchnitt.

Gleichgewicht der Kräfte.

Erſtes Kapitel.

Zerlegung der Kräfte und Gleichgewicht der Kräfte an den ſogenannten einfachen Maſchinen.

Ein Körper iſt im Gleichgewicht, wenn alle auf ihn wirkenden 16
Kräfte keine Veränderung in ſeinem Zuſtande hervorbringen, wenn ihre Wirkung durch eine andere Kraft oder einen Widerſtand aufgehoben wird. Die Wirkung der Schwere eines Körpers, welcher an einem Faden aufgehängt iſt, wird durch den Widerſtand des Fadens aufgehoben. Iſt der Faden nicht ſtark genug, ſo reißt er, und der Körper fällt zu Boden. Oft findet Gleichgewicht ohne feſten Stützpunkt und ohne ſcheinbaren Widerſtand Statt. Der Fiſch kann im Waſſer, der Luftballon in der Luft im Gleichgewicht ſeyn; hier aber iſt die Schwere dieſer Körper durch einen Druck aufgehoben, von dem ſpäter mehr die Rede ſeyn wird.

Man kann ſagen, daß alle Körper, welche uns in Ruhe erſcheinen, ſolche ſind, auf welche mehrere ſich gegenſeitig vernichtende Kräfte einwirken.

Die Statik beſchäftigt ſich damit, die Bedingungen des Gleichgewichts auszumitteln; die Dynamik dagegen unterſucht die Geſetze der Bewegungen, welche entſtehen, wenn den Bedingungen des Gleichgewichts nicht genügt iſt.

Um Kräfte zu meſſen, muß man irgend eine beliebige Kraft als Einheit annehmen.

Zwei Kräfte ſind gleich, wenn ſie nach entgegengeſetzten Richtungen auf einen Punkt wirkend ſich im Gleichgewicht halten. Zwei gleiche Kräfte, die nach derſelben Richtung wirken, ſind der doppelten Kraft gleichzuſetzen. Man würde eine dreifache Kraft haben, wenn man drei gleiche Kräfte nach derſelben Richtung wirken ließe u. ſ. w.

Wie viele Kräfte auch auf einen Punkt wirken mögen, welches auch ihre Richtung ſeyn mag, ſo werden ſie dem Punkte doch nur eine einzige Bewegung in einer beſtimmten Richtung mittheilen. Es läßt ſich demnach eine

Kraft denken, welche für ſich allein dieſelbe Wirkung hervorzubringen im Stande iſt, welche alſo das ganze Syſtem jener Kräfte erſetzen kann. Sie führt den Namen der Reſultirenden. Wenn z. B. ein Schiff durch die gleichzeitige Wirkung des Stroms, der Ruder und des Windes getrieben wird, ſo bewegt es ſich nach einer beſtimmten Richtung; wenn die Wirkungen des Stroms, der Ruder und des Windes aufhörten, ſo könnte man doch offenbar dem Schiffe dieſelbe Bewegung dadurch wieder ertheilen, daß man an einem Seil, welches am Schiff befeſtigt iſt, eine beſtimmte Kraft nach jener Richtung anbringt, nach welcher es ſich unter gleichzeitiger Einwirkung der drei Kräfte bewegte. Dies iſt die Reſultirende der drei Kräfte.

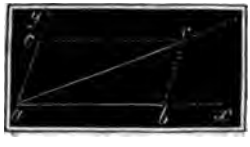
Die Geſammtheit von Kräften, welche auf einen Punkt zuſammenwirken, nennt man ein Syſtem von Kräften. In Beziehung auf die Reſultirende, welche die Geſammtheit der Kräfte erſetzen kann, nennt man dieſe auch die Seitenkräfte. Es iſt klar, daß wenn man einem Syſtem von Kräften eine neue Kraft hinzufügte, welche der Reſultirenden des Syſtems gleich und entgegengeſetzt iſt, daß ſich alsdann alle zuſammenwirkenden Kräfte das Gleichgewicht halten müſſen.

Hätte man z. B., um bei dem oben angeführten Beiſpiele ſtehen zu bleiben, an einem, am Schiff befeſtigten Seile eine Kraft wirken laſſen, welche der reſultirenden Kraft des Stroms, des Windes und der Ruder gleich, aber entgegengeſetzt iſt, ſo wird dieſe neu angebrachte Kraft Gleichgewicht hervorbringen; das Schiff wird ſtill ſtehen müſſen, wie wenn es vor Anker läge.

Wenn zwei oder mehrere Kräfte nach derſelben Richtung hin wirken, ſo iſt ihre Reſultirende gleich der Summe der einzelnen Kräfte. — Wenn zwei Kräfte gerade in entgegengeſetzter Richtung auf einen Punkt einwirken, ſo iſt die Reſultirende gleich der Differenz der beiden und ſie wirkt in der Richtung der größeren.

Wenn die Richtungen zweier Kräfte, welche auf einen materiellen Punkt wirken, einen Winkel mit einander machen, ſo findet man die Reſultirende nach einem Geſetze, welches unter dem Namen des Parallelogramms der Kräfte bekannt iſt. Man gelangt zu dieſem Geſetz durch folgende einfache Betrachtung. Auf den Punkt a (Fig. 6) ſollen zwei Kräfte gleichzeitig einwirken, die eine nach der Richtung ax, die andere nach der Richtung ay. Die eine Kraft mag von der Art ſeyn, daß ſie für ſich allein in einem beſtimmten Zeittheilchen, etwa einer Sekunde, den Punkt von a nach b bewegen würde, während die andere für ſich allein in einer gleichen Zeit ihn von a nach c treibt. Wenn nun der Punkt eine Sekunde lang der gleichzeitigen Einwirkung beider Kräfte ausgeſetzt iſt,

Fig. 6.

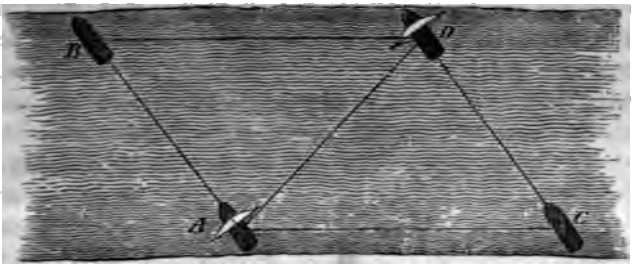


[redacted]

ist die Wirkung offenbar dieselbe, als ob eine Sekunde lang der Punkt mit der Einwirkung der einen, in der folgenden Sekunde aber nur der Einwirkung der andern Kraft unterworfen wäre. Die eine Kraft allein führt den Punkt in einer Sekunde von a nach b. Hörte nun in dem Momente, in welchem er in b ankommt, alle Wirkung dieser Kraft auf, befände der Punkt von nun an nur der Einwirkung der zweiten Kraft folgt, so würde er am Ende der folgenden Sekunde in r anlangen. In demselben Punkte r muß also auch der Punkt a nach einer Sekunde ankommen, wenn beide Kräfte gleichzeitig wirken.

Ein Beispiel wird dies anschaulicher machen. Von dem Punkte A an dem Ufer eines Flusses fährt ein Schiff ab, auf welches gleichzeitig zwei

Fig. 7.



Kräfte, der Strom und der Wind, einwirken. Nehmen wir an, das Schiff werde durch den Wind allein in einer bestimmten Zeit, etwa in einer Viertelstunde, quer über den Fluß, von A nach B, getrieben, durch den Strom allein aber würde es, wenn gar kein Wind ginge, in derselben Zeit von A nach C gelangen, so muß es, wenn Strom und Wind gleichzeitig wirken, in einer Viertelstunde den Weg von A bis D zurücklegen, d. h. es muß nach einer Viertelstunde unter gleichzeitiger Wirkung beider Kräfte in demselben Punkte D ankommen, als ob eine Viertelstunde lang der Wind alleinwirkend das Schiff von A bis B getrieben hätte, und es alsdann in der folgenden Viertelstunde durch den Strom allein von B bis D geführet worden wäre.

Die Linie ar (Fig. 8) ist die Diagonale des Parallelogramms $abrc$; das durch unsere Betrachtung gefundene Gesetz kann demnach folgendermaßen ausgedrückt werden:

Fig. 8.

»Die Resultirende zweier Kräfte, welche gleichzeitig unter irgend einem Winkel auf einen materiellen Punkt einwirken, ist von der Art, daß sie den Punkt durch die Diagonale des Parallelogramms zu bewe-

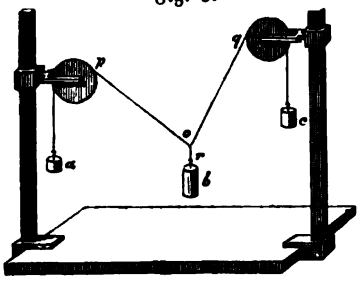
gen ſtrebt, welches man aus den Bahnen conſtruiren kann, welche jeder der Seitenkräfte entſprechen.«

Da die Bahn, welche ein Körper in einer gegebenen Zeit durchläuft, der Kraft proportional iſt, welche ihn treibt, da es ferner bei Beſtimmung der Reſultirenden ſich nur darum handelt, ihre Richtung und ihr Größenverhältniß zu den beiden Seitenkräften zu finden, ſo läßt ſich das Geſetz auch ſo ausdrücken:

»Wenn man durch den Angriffspunkt zweier Kräfte zwei Linien in der Richtung derſelben gezogen und ihre Länge den resp. Kräften proportional gemacht denkt, ſo ſtellt die Diagonale des Parallelogramms, welches durch dieſe beiden Linien beſtimmt iſt, ſowohl der Größe als auch der Richtung nach, die Reſultirende der beiden Kräfte dar.«

Da zwiſchen drei Kräften Gleichgewicht ſtattfinden muß, wenn jede der Reſultirenden der beiden anderen gleich und entgegengeſetzt iſt, ſo kann man das durch Schlüſſe gefundene Geſetz des Parallelogramms der Kräfte auch leicht durch einen der Statik ſelbſt angehörigen Verſuch auf die Probe ſtellen. An einem Tiſchblatt ſind zwei vertikale Stäbe angeſchraubt, an jedem Stab aber iſt eine Hülſe verſchiebbar, welche eine um ihre Axe in vertikaler Ebene leicht bewegliche Rolle trägt; die Stäbe müſſen ſo angeſchraubt ſeyn, daß die Vertikalebenen beider Rollen zuſammenfallen. Schlingt man eine Schnur über die Rollen, hängt man an dem einen Ende ein Gewicht a, am andern Ende ein Gewicht c, zwiſchen den Rollen ein Gewicht b an, ſo wird ſich bei irgend einer beſtimmten Lage der Fäden Alles in's Gleichgewicht ſtellen; man hat nun drei auf den Punkt o nach der Richtung op, oq und or wirkende Kräfte, und es iſt leicht zu prüfen, ob zwiſchen der Größe und Richtung derſelben diejenigen Beziehungen wirklich ſtattfinden, wie ſie das Geſetz des Parallelogramms der Kräfte verlangt.

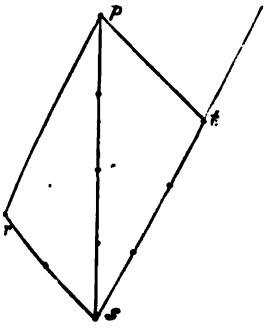
Fig. 9.



Es ſey z. B. das Gewicht $a = 2$ Loth, $c = 3$ Loth; man fragt, wie groß muß die Kraft b ſeyn, wenn der Winkel poq 75° ſeyn ſoll. Nach dem angeführten Geſetze kann man leicht die Reſultirende durch Conſtruction finden, wie es Fig. 10 geſchehen iſt. Wenn der Winkel rst gleich 75°, $rs = 2$, $st = 3$ (nach einer beliebigen Einheit) gemacht wird, ſo findet man, daß die Diagonale $sp = 4$ iſt. Wenn alſo der Winkel $poq = 75°$ werden ſoll, ſo muß man das Gewicht $b = 4$ Lothen ma-

chen. Hat man ein Gewicht von 4 Lothen angehängt, so wird der Winkel poq der Schnüre aber wirklich 75^0, wovon man sich leicht überzeugen kann, wenn man die in etwas großen Dimensionen ausgeführte Constructionsfigur hinter die Schnüre hält. Es fällt alsdann rs wirklich mit op und st mit oq zusammen.

Fig. 10.



Hätte man bei übrigens unveränderten Umständen b größer als 4 Loth gemacht, so würde der Winkel poq kleiner geworden seyn als 75^0. Je kleiner b, desto größer wird der Winkel poq seyn müssen.

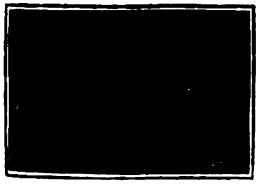
Wenn die beiden Seitenkräfte gleich sind, so theilt die Resultirende den Winkel, den sie mit einander machen, in zwei gleiche Theile.

Wenn die beiden Seitenkräfte ungleich sind, so theilt die Resultirende ihren Winkel nicht in gleiche Theile, sie liegt dann immer der größeren von beiden näher.

Da man die Resultirende zweier Kräfte finden kann, die auf einen Punkt wirken, so findet man auch leicht die Resultirende einer beliebigen Anzahl von Kräften; man sucht nämlich nur die Resultirende der beiden ersten Kräfte, alsdann sucht man die Resultirende der eben gefundenen mit der dritten Kraft, verbindet diese Resultirende wieder mit der vierten Kraft u. s. w.

Weil zwei Kräfte durch eine einzige ersetzt werden können, so kann man umgekehrt für eine Kraft auch zwei andere substituiren. Man sieht ferner auch leicht ein, daß unzählig viele verschiedene Systeme von zwei Kräften dieselbe Resultirende haben können, daß also auch eine Kraft auf unzählig viele verschiedene Arten durch ein System von zwei Kräften ersetzt werden kann. Wenn man aber z. B. verlangte, daß die Kraft ar durch zwei andere ersetzt werden sollte, deren eine die Richtung ay und die Größe ac haben soll, so ist die Aufgabe vollkommen bestimmt, weil es jetzt nur noch eine Art giebt, das Parallelogramm zu vollenden und die Seitenkraft ab zu finden.

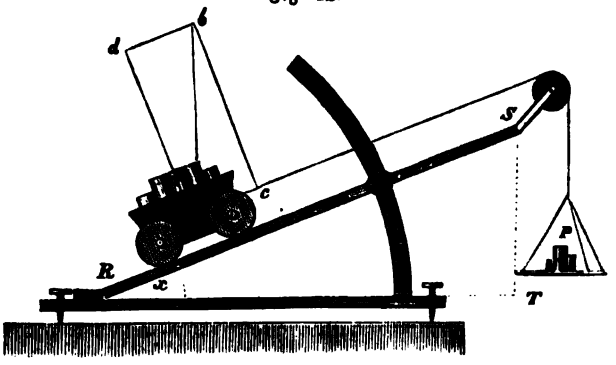
Fig. 11.



Aus dem Parallelogramm der Kräfte lassen sich die Gesetze des Gleichgewichts an allen sogenannten einfachen Maschinen ableiten, die wir jetzt der Reihe nach betrachten wollen.

17 **Die ſchiefe Ebene** bietet uns ein praktiſches Beiſpiel von der Zerlegung der Kräfte dar. Wenn eine Laſt auf einer Ebene ſich befindet, welche mit der horizontalen einen Winkel x bildet, ſo iſt die nach der Richtung

Fig. 12.



ab wirkende Schwere des Körpers nicht mehr rechtwinklig gegen die Ebene gerichtet, die Ebene hat alſo auch nicht den vollen Druck des Gewichtes der Laſt auszuhalten. In der That läßt ſich die Schwere des Körpers in zwei andere Kräfte zerlegen, von denen die eine rechtwinklig gegen die Ebene als Druck wirkt, während die andere parallel mit der ſchiefen Ebene wirkend den Körper herabtreibt. Die Größe dieſer beiden Kräfte läßt ſich leicht durch Conſtruction ermitteln. Wenn ab die Größe und Richtung der Schwerkraft darſtellt, ſo haben wir durch a nur eine Linie rechtwinklig zu der ſchiefen Ebene und eine andere parallel mit derſelben zu ziehen, und ſodann von b aus die Perpendikel bd und bc auf dieſe Linien zu fällen. Die Linie ad ſtellt uns die Größe des Drucks dar, welchen die Ebene auszuhalten hat, ac aber die Größe der Kraft, welche die Laſt zur ſchiefen Ebene herunterttreibt, oder mit anderen Worten, der Druck auf die Ebene und die Kraft, welche den Körper parallel der ſchiefen Ebene zu bewegen ſtrebt, verhalten ſich zum Gewicht des Körpers, wie die Linien ad und ac zu ab.

Nun aber iſt das Dreieck abc dem Dreieck RST ähnlich, und zwar verhält ſich $ab : ac = RS : ST$, und daraus folgt, daß die Kraft, welche den Körper zur ſchiefen Ebene heruntertreibt, ſich zu ſeinem Gewicht verhält, wie die Höhe der ſchiefen Ebene zu ihrer Länge.

Bezeichnet man mit x den Winkel, welchen die ſchiefe Ebene mit der horizontalen macht, ſo iſt offenbar $ac = ab \cdot \sin. x$ und $bc = ab \cos. x$ und demnach iſt, wenn wir mit P das Gewicht des Körpers bezeichnen der Druck, welchen die Ebene auszuhalten hat, gleich $P \cos. x$, und die Kraft, welche ihn zur ſchiefen Ebene heruntertreibt, gleich $P \sin. x$.

Ein Verſuch mag dies noch anſchaulicher machen und es beſtätigen

Man lege die Laſt in einen kleinen Wagen und bringe dieſen auf eine ſchiefe Ebene, ſo wird er alsbald herabrollen. Man kann dieſes Herabrollen verhindern, wenn man an den Wagen eine Schnur befeſtigt, welche um eine Rolle geſchlungen und an deren Ende ein Gewicht P hängt.

Geſetzt, der kleine Wagen mit der darin liegenden Laſt wiege 1000 Gramm, und der Winkel x ſey 30°. Für dieſen Fall iſt $ST = \frac{1}{2} RS$, alſo auch $ac = \frac{1}{2} ab$; d. h. die Kraft, welche den Wagen heruntertreibt, iſt der Hälfte ſeines Gewichtes gleich, man wird alſo das Herabrollen verhindern können, wenn man das Gewicht $P = 500$ Gramm macht.

Wäre der Winkel $x = 19° 30'$, ſo würde $ST = \frac{1}{3} RS$ ſeyn, und man dürfte das Gewicht P nur $\frac{1000}{3} = 333$ Gramm machen, um das Herabrollen des Wagens zu verhindern.

Da $\sin. 14° 30'$ ſehr nahe gleich $\frac{1}{4}$ iſt, d. h. da für den Winkel $x = 14° 30'$ $ST = \frac{1}{4} RS$, ſo muß für dieſen Fall $P = \frac{1000}{4} = 250$ Gramm ſeyn.

Damit man den Verſuch für verſchiedene Neigungswinkel anſtellen kann, wendet man als ſchiefe Ebene ein polirtes Brett an, welches mittelſt eines Charniers auf einem andern horizontal ſtehenden Brette ſo befeſtigt iſt, daß man ihm jede beliebige Lage geben kann. Die Rolle, um welche die Schnur geſchlungen iſt, kann an dem Brette befeſtigt ſeyn; man kann aber auch zu dieſem Zweck leicht einen der Stäbe von Fig. 9 anwenden, da man ja die Hülſe mit der Rolle nach Belieben am Stabe auf- und abſchieben und ſo die Rolle in die Höhe bringen kann, in welcher man ſie haben will. Statt das Gewicht P direct an die Schnur anzuhängen, befeſtigt man eine leichte Wagſchale am Ende derſelben, deren Gewicht genau ausgemittelt werden muß, und legt dann noch ſo viel Gewicht zu, daß die Wagſchale mit den Gewichten ſo viel wiegt, als das berechnete P.

Praktiſche Anwendungen der ſchiefen Ebene kommen täglich vor. Jeder Weg, welcher einer Anhöhe hinaufführt, iſt eine ſchiefe Ebene, auf welcher Laſten von dem Thal bis zu dem Gipfel gehoben werden; um z. B. einen Laſtwagen auf einer geneigten Chauſſee aufwärts zu ziehen, muß außer der Kraft, welche nöthig iſt, um die Reibung zu überwinden, die gerade ebenſo auch bei ganz horizontalen Wegen überwunden werden muß, noch eine Kraft angewandt werden, um dem mit der ſchiefen Ebene parallel wirkenden Antheil der Schwerkraft das Gleichgewicht zu halten. Dieſer Antheil iſt aber um ſo größer, je ſteiler der Weg iſt. Aus dieſem Grunde führt man an ſteilen Bergen die Chauſſeen nicht geradeaus, ſondern man zieht vor, große Umwege zu machen und den Weg in Windungen, die weniger ſteil ſind, auf den Gipfel zu führen. Bei Bauten aller Art

kommt es häufig vor, daß die Materialien auf ſchiefen Ebenen in die Höhe geſchafft werden, ja häufig werden ſolche ſchiefe Ebenen auf beſonders zu dieſem Zweck aufgeſchlagenen Gerüſten (Laufbrücken) angelegt. Dieſe Anwendung der ſchiefen Ebene war ſchon im grauen Alterthum bekannt, denn höchſt wahrſcheinlich bedienten ſich ihrer die Aegyptier, um die ungeheuren Steinblöcke in die Höhe zu ſchaffen, welche ſie zu ihren Pyramiden verwendeten.

18 **Die Schraube** iſt eine um einen Cylinder herumgewundene ſchiefe Ebene.

Fig. 13.

Fig. 14.

Es ſey *abc*, Fig. 14, ein rechtwinkliges Stück Papier, deſſen horizontale Kathete *ab* dem Umfang des nebenſtehenden Cylinders, Fig. 13, gleich iſt. Wenn das Papier ſo um den Cylinder gerollt wird, daß *ab* die Peripherie der Grundfläche des Cylinders bildet, ſo wird ſich die Hypotenuſe *ac* in einer gleichförmig ſteigenden krummen Linie *opqr* um den Cylinder winden; wenn der Punkt *a* auf *o* fällt, ſo wird auch *b* mit *o* zuſammenfallen, der Punkt *c* aber wird vertikal über *o* in *r* zu liegen kommen. Die krumme Linie *opqr* nun, welche in unſerer Figur nach demſelben Geſetze fortgeſetzt gezeichnet iſt, wird eine Schraubenlinie genannt. Die auf die hintere Seite des Cylinders fallenden Stücke der Schraubenlinie ſind in unſerer Figur weiß. Die Höhe von *o* bis *r* iſt die Höhe eines Schraubenganges.

Denken wir uns an der Schraubenlinie um den Cylinder ein Dreieck fortgeführt, welches die Höhe eines Schraubenganges hat, ſo entſteht ein ſogenanntes ſcharfes Schraubengewinde, wie ein ſolches in Fig. 15 dargeſtellt iſt; denkt man ſich aber ein Viereck, deſſen Höhe gewöhnlich halb ſo groß iſt als die Höhe eines Schraubenganges, auf dieſelbe Weiſe um den Cylinder geführt, ſo entſteht ein flaches Schraubengewinde; ein ſolches iſt Fig. 16 dargeſtellt.

Fig. 15.

Fig. 16.

Wir haben bisher ſolche Schraubengewinde betrachtet, welche um einen ſoliden Cylinder herumgelegt ſind; Schrauben, welche auf dieſe Weiſe

gebildet sind, werden Schraubenspindeln genannt; werden aber die Gewinde auf dieselbe Weise um einen hohlen Cylinder herumgeführt, so entsteht eine Schraubenmutter.

Eine Schraubenspindel ist für sich allein zum Fortschieben oder Heben einer Last, oder um einen starken Druck auszuüben, nicht zu gebrauchen; sie muß mit einer solchen Schraubenmutter so verbunden seyn, daß die Erhabenheiten der einen genau in die Vertiefungen der andern passen. Denken wir uns die Schraubenspindel vertikal gestellt fest, so wird die Schraubenmutter bei jeder Umdrehung um die Höhe eines Schraubenganges auf- oder niedergehen, indem die Windungen der Schraubenmutter auf den Windungen der Schraubenspindel wie auf einer schiefen Ebene auf- und niedergleiten. Sollte eine auf der Schraubenmutter liegende Last durch Umdrehung derselben um die Schraubenspindel gehoben werden, so ist klar, daß hier dieselben Principien gelten, wie bei einer schiefen Ebene von gleicher Steigung. Die Windungen der Schraube sind um so weniger steil, je kleiner die Höhe eines Schraubenganges im Vergleich zum Umfang der Spindel ist.

Die Schraube wird theils gebraucht, um große Lasten zu heben, theils um einen großen Druck auszuüben; der zu überwindende Widerstand ist bald an der Schraubenspindel, bald an der Schraubenmutter angebracht. Um den Effect einer Schraube richtig zu berechnen, darf man die Reibung nicht außer Acht lassen, die hier eine große Rolle spielt, wie wir später noch sehen werden. Um aus der Schraube eine kräftige Maschine zu machen, läßt man die Kraft, welche die Umdrehung bewirkt, nicht direct am Umfang der Schraube, sondern an einem größern Hebelarm wirken, wie man dies an allen Schraubenpressen sehen kann.

Der Keil. Eine andere Form, in welcher die schiefe Ebene zur An- 19
wendung kommt, ist der Keil; er wird gebraucht, um Holz- und Steinmassen zu spalten, Fig. 17; dadurch, daß man Keile unter die Kiele der Schiffe treibt, werden sie auf die Werften gehoben; das Auspressen des Oels aus dem zerriebenen Saamen wird gewöhnlich durch Eintreiben von Keilen bewerkstelligt u. s. w. Alle unsere Schneidewerkzeuge, Messer, Scheeren, Meißel u. s. w. sind nichts anderes als Keile. Daß die Wirkung des Keils sich wirklich auf die der schiefen Ebene zurückführen läßt, ist so leicht zu übersehen, daß es wohl keiner weitern Auseinandersetzung bedarf.

Fig. 17.

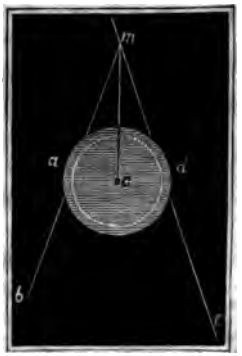
Die Rolle ist eine runde, nicht gar dicke, am Rande ausgehöhlte 20
Scheibe, welche um eine durch ihren Mittelpunkt gehende, auf ihrer Ebene rechtwinklig stehende Axe drehbar ist; diese Axe ist gewöhnlich durch eine

Scheere getragen, deren Arme zu beiden Seiten der Rolle bis etwas über ihre Mitte reichen.

Man unterſcheidet *feſte* und *bewegliche* Rollen. Feſte Rollen ſind ſolche, deren Axe unbeweglich iſt, ſo daß keine Verrückung derſelben, ſondern nur eine Drehung um dieſelbe möglich iſt.

Wenn um einen Theil des Umfangs einer feſten Rolle eine Schnur oder ein Seil gelegt iſt, und an den beiden Enden derſelben Kräfte wirken, ſo findet nur dann Gleichgewicht Statt, wenn die Kraft, welche das Seil auf der einen Seite ſpannt, der auf der andern Seite wirkenden Kraft gleich iſt. Es läßt ſich dies leicht von vorn herein einſehen, wenn man bedenkt, daß die beiden Kräfte unter ſonſt ganz gleichen Umſtänden die Rolle nach entgegengeſetzten Richtungen zu drehen ſtreben: man konnte deshalb auch oben Seite 26 ſchon die Rolle in Anwendung bringen, ohne daß es nöthig geweſen wäre, eine Betrachtung über das Gleichgewicht der Kräfte an der Rolle vorauszuſchicken. Uebrigens läßt ſich das Gleichgewicht der Kräfte an der Rolle auch vom Parallelogramm der Kräfte ableiten, und von dieſem Geſichtspunkte aus betrachtet wollen wir die Rolle hier näher beſprechen. Fig. 18 ſtellt eine um ihren feſten Mittelpunkt *c* drehbare Rolle vor; das um dieſelbe geſchlungene Seil ſey durch Kräfte geſpannt, welche nach den Richtungen *ab* und *de* wirken. Denken wir uns die Linien *de* und *ab* bis zu ihrem Durchſchnittspunkte *m* verlängert, ſo iſt klar, daß, wenn *m* ein mit der Rolle feſt verbundener Punkt wäre, man, ohne in der Wirkung etwas zu ändern, die Angriffspunkte der beiden Kräfte von *a* und *d* nach *m* verlegen könnte, und ſo hätte man dann zwei in einem Punkte *m* angreifende Kräfte, die nur dann im Gleichgewicht ſeyn können, wenn ihrer Reſultirenden das Gleichgewicht gehalten wird. Wenn die beiden in *m* angreifenden, nach den Richtungen *mb* und *me* wirkenden Kräfte gleich ſind, ſo wird ihre Reſultirende den Winkel *bme* halbiren, die Richtung dieſer Reſultirenden geht alsdann durch den feſten Mittelpunkt *c*, und mithin findet Gleichgewicht Statt. Wäre eine der beiden Kräfte größer als die andere, ſo würde die Reſultirende nicht mehr durch den feſten Punkt gehen, es könnte alſo auch kein Gleichgewicht mehr ſtattfinden.

Fig. 18.



Der Druck, den die Axe der Rolle auszuhalten hat, iſt offenbar der Reſultirenden der beiden Kräfte gleich, und wenn die Richtungen der beiden Kräfte parallel ſind, wie Fig. 19, ſo iſt der Druck auf die Axe gleich der Summe der beiden Kräfte (wozu noch das Gewicht der Rolle ſelbſt zu rechnen iſt).

Auch an einer beweglichen Rolle kann nur dann Gleichgewicht ſtattfinden, wenn die Kräfte, welche die beiden Enden des Seils ſpannen, einander gleich ſind, denn nur in dieſem Falle geht ihre Reſultirende durch den Mittelpunkt der Scheibe; die Wirkung dieſer Reſultirenden wird aber nicht da-

Fig. 19.

Fig. 20.

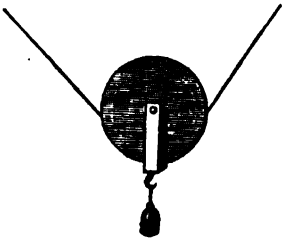


Fig. 21.

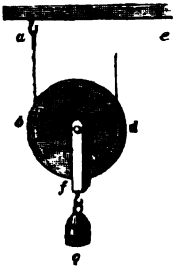


Fig. 22.

durch aufgehoben, daß der Mittelpunkt feſt iſt, ſondern dadurch, daß in dem Mittelpunkte, und zwar in der Richtung der Reſultirenden, eine dritte Kraft wirkt, welche dieſer Reſultirenden gleich und entgegengeſetzt iſt. Dieſe dritte Kraft iſt gewöhnlich an einem an der Scheere befeſtigten Haken angebracht; in Fig. 20 iſt ſie durch ein Gewicht dargeſtellt.

Wenn die beiden Enden des um die bewegliche Rolle geſchlungenen Seils einander parallel ſind, wie Fig. 21, ſo iſt klar, daß die Kraft, mit welcher jedes Seilende geſpannt iſt, halb ſo groß iſt als die Laſt, welche an der Scheere hängt.

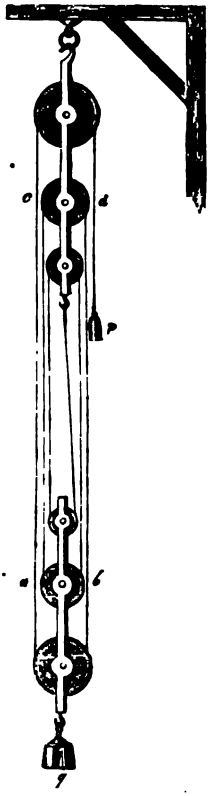
Wenn zwei oder mehrere Rollen in einem Gehäuſe ſich befinden, wenn ſie alſo gleichſam eine gemeinſchaftliche Scheere haben, ſo nennt man eine ſolche Zuſammenſetzung eine Flaſche. Wenn zwei Flaſchen, von denen die eine feſt, die andere beweglich iſt, durch ein Seil ſo verbunden werden, daß es abwechſelnd von einer feſten auf eine bewegliche Rolle geht, ſo erhält man einen Flaſchenzug.

Die Fig. 22 ſtellt einen Flaſchenzug dar, der aus drei feſten und drei beweglichen Rollen beſteht. Die Laſt *q*, welche an der gemeinſchaftlichen Scheere der drei beweglichen Rollen hängt, wird offenbar durch die ſechs Seile getragen, welche die oberen und unteren Rollen mit einander verbinden; die Laſt ver-

theilt ſich alſo gleichmäßig auf dieſe 6 Seile, und folglich iſt jedes durch $\frac{1}{6}$ der Laſt q geſpannt; wäre z. B. eine Laſt von 60 Pfund angehängt, ſo würde jedes der 6 Seile gerade ſo ſtark geſpannt ſeyn, als ob es für ſich allein eine Laſt von 10 Pfunden zu tragen hätte.

Betrachten wir nun das äußerſte Seil links, welches die unterſte der beweglichen Rollen mit der oberſten feſten verbindet; dieſes Seil iſt um die obere feſte Rolle geſchlungen und hängt auf der rechten Seite derſelben frei herunter. Soll nun Gleichgewicht ſtattfinden, ſo muß das Seilſtück auf der linken und auf der rechten Seite der oberſten Rolle gleich ſtark geſpannt ſeyn; das Seilſtück links iſt aber, wie wir geſehen haben, durch $\frac{1}{6}$ der Laſt q geſpannt; folglich muß man, um das Gleichgewicht zu erhalten, an das Ende des Seils d ein Gewicht anhängen, welches gleich $\frac{1}{6}\,q$ iſt. Einer Laſt von 60 Pfund kann man alſo an unſerm Flaſchenzuge mit einer Kraft von 10 Pfund das Gleichgewicht halten.

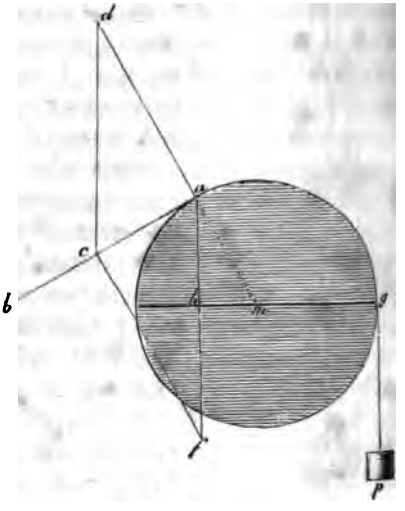
Fig. 23.



Wenn man mehr oder weniger Rollen hat, ſo wird ſich auch die Laſt auf mehr oder weniger Seile vertheilen, und folglich wird auch ein anderes Verhältniß zwiſchen Kraft und Laſt ſtattfinden, welches immer durch eine der eben angewandten ganz ähnliche Schlußweiſe ermittelt werden kann.

21 **Der Hebel.** Um eine Rolle, Fig. 24, ſey eine Schnur

Fig. 24.



geſchlungen, und an dem einen Ende derſelben ein Gewicht p gehängt,

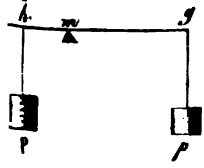
während auf der andern Seite die Schnur in der Richtung ab mit einer dem Gewichte p gleichen Kraft gespannt ist. Nun aber kann man die in a angreifende, in der Richtung ab wirkende Kraft nach der Lehre vom Parallelogramm der Kräfte in zwei Seitenkräfte zerlegen, von denen die eine in der Richtung von a nach d, also in der Verlängerung des Halbmessers ma wirkt, während die Richtung af der andern Seitenkraft parallel mit gp ist.

Wenn die Rolle eine feste ist, wie wir hier voraussetzen, so wird die Wirkung der Kraft ad durch den Widerstand des festen Mittelpunktes m aufgehoben, man kann also die nach ad wirkende Seitenkraft ganz weglassen, ohne das Gleichgewicht zu stören; man kann ohne Weiteres die nach ab wirkende Kraft durch ihre nach af wirkende Seitenkraft ersetzen.

Stellen wir durch die Linie ac die nach ab wirkende Kraft p dar, so stellt uns die Linie af die Größe der Seitenkraft P dar, und ohne vor der Hand das Größenverhältniß zwischen ac und af oder p und P genauer zu ermitteln, sieht man doch leicht ein, daß P größer seyn muß als p. Wir können also die in der Richtung ab wirkende Kraft p durch eine andere ebenfalls in a angreifende, aber in vertikaler Richtung wirkende größere Kraft P ersetzen, ohne das Gleichgewicht zu stören.

Anstatt die Kraft P in a angreifen zu lassen, kann man, ohne das Gleichgewicht zu stören, ihren Angriffspunkt in jeden beliebigen Punkt der Linie af verlegen; wir können also auch die Kraft P im Punkte h angreifen lassen, welcher auf dem Durchschnitt der Linie af und der Verlängerung des Halbmessers gm liegt; und somit haben wir zwei an den Enden einer um m, Fig. 25, drehbaren geraden Linie hg wirkende, rechtwinklig zu hg angreifende Kräfte, p und P, welche sich das Gleichgewicht halten. Diese beiden Kräfte sind ungleich, ihre Angriffspunkte h und g liegen aber auch in ungleichen Entfernungen vom Drehpunkte m.

Fig. 25.



Es ist jetzt zu ermitteln, welches Verhältniß zwischen den Größen der Kräfte p und P und den Längen hm und gm besteht.

Die Dreiecke caf, Fig. 24, und ahm sind einander ähnlich, und daraus folgt

$$ac : af = hm : am.$$

Nun aber verhalten sich ja die Längen ac und af wie die Kräfte p und P, wir haben also

$$p : P = hm : am$$

und, da $am = gm$,

$$p : P = hm : gm$$

oder

$$p : P = L : l \quad \ldots\ldots \quad 1),$$

wenn wir die Länge $hm = L$ und $gm = l$ ſetzen. Das heißt mit Worten, die Kräfte P und p verhalten ſich umgekehrt wie die Entfernungen ihrer Angriffspunkte vom Drehpunkte m.

Eine gerade unbiegſame Linie, welche um einen feſten Punkt drehbar iſt, wird ein Hebel genannt. Wenn nun in zwei verſchiedenen Punkten eines Hebels rechtwinklig zu ſeiner Richtung zwei Kräfte angreifen, die ihn nach entgegengeſetzten Richtungen zu drehen ſtreben, ſo findet Gleichgewicht zwiſchen ihnen Statt, wenn die eben ausgeſprochene Bedingung erfüllt iſt. Die Entfernung des Angriffspunktes einer Kraft von dem Drehpunkt wird der Hebelarm der Kraft genannt; wir können demnach die Bedingung des Gleichgewichts am Hebel auch ſo ausdrücken: Zwei Kräfte, welche den Hebel nach entgegengeſetzten Seiten zu drehen ſtreben, halten ſich das Gleichgewicht, wenn ſie den entſprechenden Hebelarmen umgekehrt proportional ſind.

Wäre z. B. der Hebelarm hm in Fig. 25 halb ſo groß als gm, ſo müßte P doppelt ſo groß ſeyn als p. Eine Kraft p kann an einem Hebel einer 100fachen Kraft P das Gleichgewicht halten, wenn nur der Hebelarm mg auch 100mal ſo groß iſt als der Hebelarm hm.

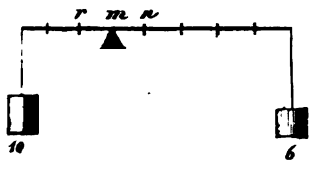
Aus der Proportion bei 1) folgt $PL = pl$, d. h. wenn ſich zwei Kräfte an einem Hebel das Gleichgewicht halten ſollen, ſo muß das Produkt, welches man erhält, wenn man die Kraft mit ihrem Hebelarm multiplicirt, für die beiden Kräfte gleich ſeyn. Wäre z. B. die eine Kraft $p = 6$ Loth, ihr Hebelarm 12″, ſo müßte man, um dieſer Kraft das Gleichgewicht zu halten, auf der andern Seite an einem dreimal kleinern Hebelarm $12/3$ oder 4″ eine dreimal größere Kraft $3 . 6 = 18$ Loth wirken laſſen; offenbar aber iſt das Produkt $6 . 12$ dem Produkte $4 . 18$ gleich.

Das Produkt, welches man erhält, wenn man eine an einem Hebel wirkende Kraft mit ihrem Hebelarm multiplicirt, wird das ſtatiſche Moment der Kraft genannt. Man könnte auch ſagen, das ſtatiſche Moment einer Kraft iſt diejenige Kraft, welche man ſtatt ihrer an dem Hebelarm 1 anbringen muß, wenn durch dieſe Vertauſchung der Gleichgewichtszuſtand nicht geſtört werden ſoll.

In Fig. 26 ſey die Kraft rechts $= 6$, ihr Hebelarm $= 5$, ſo iſt das ſtatiſche Moment dieſer Kraft gleich $5 \times 6 = 30$; ſoll ihr die Kraft links das Gleichgewicht halten, ſo muß das ſtatiſche Moment beider gleich ſeyn; die an dem Hebelarm 3 auf der linken Seite wirkende Kraft muß alſo den Werth 10 haben. Anſtatt die Kraft 6 an dem Hebelarm 5 wirken zu laſſen, könnte man aber, ohne das Gleichgewicht zu ſtören, die Kraft 30 im

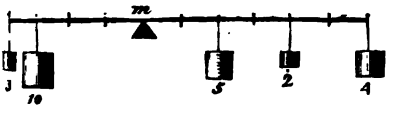
Punkte *n*, alſo an dem Hebelarm 1 anbringen. Die auf der andern Seite an dem Hebelarm 3 wirkende Kraft 10 kann man aber durch eine im Punkte *r*, alſo ebenfalls am Hebelarm 1 wirkende Kraft 30 erſetzen.

Fig. 26.



Wenn auf jeder Seite des Drehpunktes nicht eine, ſondern mehrere Kräfte wirken, ſo findet Gleichgewicht Statt, wenn die Summe der ſtatiſchen Momente auf der einen gleich iſt der Summe der ſtatiſchen Momente auf der andern Seite. Es ſey z. B. in Fig. 27 *m* der Drehpunkt, auf der einen Seite wirke an dem Hebelarm 2 die Kraft 5, am Hebelarm 4 die Kraft 2, am Hebelarm 6 die Kraft 4; auf der andern Seite aber die Kräfte 10 und 3 an den Hebelarmen 3 und 4, ſo wird zwiſchen allen dieſen Kräften Gleichgewicht ſtattfinden, denn die Summe der ſtatiſchen Momente iſt auf beiden Seiten gleich.

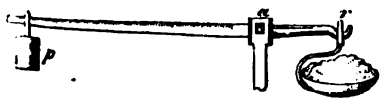
Fig. 27.



Die Summe der ſtatiſchen Momente auf der einen Seite iſt $5 . 2 + 2.4 + 4.6 = 42$; die Summe der ſtatiſchen Momente auf der andern Seite aber iſt $10 . 3 + 3 . 4$, alſo ebenfalls gleich 42. Statt der Kraft 5, welche in der Entfernung 2 vom Hebelarm angreift, könnte man die Kraft 10 in der Entfernung 1 anbringen; ebenſo kann man die in den Entfernungen 4 und 6 wirkenden Kräfte 2 und 4 durch zwei andere am Hebelarm 1 angreifende Kräfte 8 und 24 erſetzen. Statt der drei in den Entfernungen 2, 4 und 6 wirkenden Kräfte 5, 2 und 4 kann man alſo die drei in der Entfernung 1 wirkenden Kräfte 10, 8 und 24 ſubſtituiren, oder mit anderen Worten, man kann die drei an verſchiedenen Hebelarmen angreifenden Kräfte 5, 2, 4 durch eine einzige am Hebelarm 1 angreifende Kraft 42 erſetzen. Ebenſo kann man aber die auf der andern Seite in den Entfernungen 3 und 4 angreifenden Kräfte 10 und 3 durch zwei andere am Hebelarm 1 wirkende Kräfte 30 und 12 oder durch eine einzige am Hebelarm 1 wirkende Kraft 42 erſetzen; die Summe der ſtatiſchen Momente iſt auf beiden Seiten gleich, es muß alſo Gleichgewicht ſtattfinden.

Die gewöhnliche Schnellwage liefert uns ein ſehr paſſendes Beiſpiel der Anwendung des zweiarmigen Hebels. Die Fig. 28 mag dazu dienen, das Princip der Schnellwage zu erläutern. Der zweiarmige Hebel iſt bei *a*

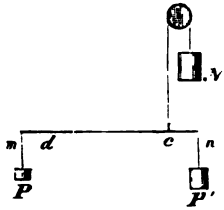
Fig. 28.



drehbar, bei r iſt eine Wagſchale angehängt, welche die Laſt aufnimmt, die alſo an dem Hebelarm ar wirkt; dieſer Laſt nun wird durch ein am andern Arm des Hebels angehängtes Laufgewicht das Gleichgewicht gehalten. Je größer die Laſt wird, deſto mehr muß man das Laufgewicht p vom Drehpunkt r entfernen.

An einem ſolchen Hebel, wie wir ihn bisher betrachtet haben, hat der feſte Drehpunkt einen Druck auszuhalten, welcher der Summe der an beiden Seiten wirkenden Kräfte gleich iſt; ein ſolcher Hebel kann alſo auch im Gleichgewicht ſeyn, wenn dieſer mittlere Punkt nicht feſt iſt, ſondern wenn in ihm eine Kraft wirkt, welche der Summe der beiden andern gleich iſt, aber in entgegengeſetzter Richtung wirkt. Die Fig. 29 mag dies erläutern. Nehmen wir an, c ſey der feſte Drehpunkt eines Hebels mn,

Fig. 29.



an deſſen Enden die Kräfte P und P' angreifen und ſich einander das Gleichgewicht halten. Dieſes Gleichgewicht wird nun nicht geſtört, wenn der Punkt c aufhört feſt zu ſeyn, wenn in ihm aber eine Kraft N angebracht wird, welche der Summe von P und P' gleich iſt, die aber nach oben wirkt, während die Kräfte P und P' nach unten ziehen.

Ohne das Gleichgewicht zu ſtören, kann man jeden der drei Punkte m, c und n als feſt betrachten; wenn nun einer der beiden äußeren Punkte, etwa n, feſt iſt, ſo haben wir einen einarmigen Hebel, d. h. einen ſolchen, bei welchem die Angriffspunkte der beiden ſich das Gleichgewicht haltenden Kräfte N und P auf derſelben Seite des feſten Drehpunktes n liegen. Die beiden Kräfte haben in dieſem Falle entgegengeſetzte Richtung, und der Druck auf den Unterſtützungspunkt iſt dem Unterſchiede der beiden Kräfte P und N gleich. Der Hebelarm der Kraft P iſt $l + l'$, wenn man mit l die Länge mc, mit l' die Länge nc bezeichnet; der Hebelarm der Kraft N iſt aber l'. Wäre c der feſte Drehpunkt geweſen, ſo hätte man nach dem Obigen als Bedingung des Gleichgewichts

$$P' : P = l : l'$$

und daraus folgt

$$P' + P : P = l + l' : l'$$

oder

$$N : P = l + l' : l'.$$

Wenn alſo die an dem einarmigen Hebel in entgegengeſetzten Richtungen wirkenden Kräfte N und P ſich das Gleichgewicht halten ſollen, ſo müſſen ſie ſich ebenfalls umgekehrt verhalten wie ihre Hebelarme.

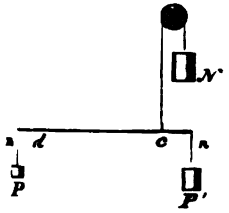
Die Fig. 30 zeigt uns die Anwendung des einarmigen Hebels. Das

Ventil p, welches etwa eine Oeffnung eines Dampfkeſſels verſchließt, wird durch den Druck des Dampfes nach oben gedrückt; dieſem Drucke aber wird durch eine weit kleinere nach unten wirkende Kraft, durch das Gewicht r das Gleichgewicht gehalten, weil r an einem größern Hebelarme wirkt, als der Druck auf die untere Fläche des Ventils.

Fig. 30.

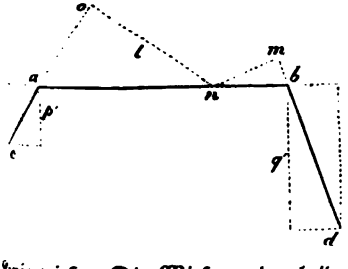
Auch die beiden Endpunkte m und n der Stange mn können feſt ſeyn, während in c eine Kraft N wirkt; alsdann aber hat der Punkt m einen Druck P, der Punkt n einen Druck P' auszuhalten. Wenn eine an einer Stange hängende Laſt durch zwei Leute getragen wird, von denen jeder ein Ende der Stange auf den Schultern liegen hat, ſo haben beide zuſammen die ganze Laſt zu tragen; und wenn die Laſt gerade in der Mitte der Stange aufgehängt iſt, ſo kommt auf jeden die Hälfte der Laſt; wird aber die Laſt dem einen näher gerückt, ſo hat dieſer einen größern Theil zu tragen. Geſetzt, die angehängte Laſt betrage 100 Pfund, die ganze Stange ſey 5 Fuß lang, und die Laſt hänge 2 Fuß von dem einen, 3 Fuß vom andern Ende, ſo hat die Schulter des einen Trägers einen Druck von 60 Pfund, die des andern einen Druck von 40 Pfund auszuhalten.

Fig. 31.



Wir haben bisher nur den Fall betrachtet, daß die Kräfte rechtwinklig gegen den Hebel wirkten; es kann aber auch Gleichgewicht ſtattfinden, ohne daß dies der Fall iſt. In Fig. 32 ſey n der Stützpunkt des Hebels ab, in a wirke eine Kraft p nach der Richtung ac, in b eine andere q nach der Richtung bd. Die Kräfte p und q ſollen ſich verhalten, wie die Linien ac und bd. Nach dem Parallelogramm der Kräfte läßt ſich p in zwei Kräfte zerlegen, von denen die eine p' rechtwinklig auf ab, die andere in der Richtung von ab wirkt. Eben ſo kann man die Kraft q in zwei Kräfte zerlegen, von denen die eine q' rechtwinklig auf ab und die andere in der Richtung dieſer Linie wirkt. Die Wirkung der beiden Seitenkräfte, welche in die Richtung der Linie ab fallen, wird offenbar durch den Widerſtand des feſten

Fig. 32.



Punktes n völlig aufgehoben, und ſomit bleibt nur die Wirkung der Kräfte p' und q' übrig. Statt der urſprünglichen Kräfte p und q kann man alſo ohne Weiteres ihre rechtwinklig angreifenden Seitenkräfte p' und q' ſetzen. Gleichgewicht wird aber ſtattfinden müſſen, wenn ſich p' und q' umgekehrt verhalten wie ihre Hebelarme, d. h. wenn

$$p' : q' = nb : na$$

oder wenn

$$q' \times nb = p' \times na.$$

Verlängert man die Richtung der Kraft p, um auf ihre Verlängerung von n das Perpendikel $no = l$ zu fällen, ſo entſteht ein Dreieck aon, welches demjenigen ähnlich iſt, deſſen Hypotenuſe p und deſſen eine Kathete p' iſt; aus der Aehnlichkeit dieſer Dreiecke folgt

$$p : p' = an : l$$

und daraus

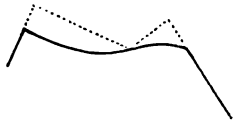
$$p \times l = p' \times an.$$

Die an den Hebelarm an ſchief angreifende Kraft p wirkt alſo gerade ſo wie ihre in demſelben Punkte a angreifende Seitenkraft p', und auch ſo, als ob die Kraft p ſelbſt rechtwinklig an einem kleineren Hebelarme wirkte, welchen man findet, wenn man vom Drehpunkt n ein Perpendikel auf die Richtung der Kraft fällt.

Das Moment einer ſchräg angreifenden Kraft findet man alſo, indem man die Kraft multiplicirt mit dem vom Drehpunkt auf die Richtung der Kraft gefällten Perpendikel.

Demnach wirkt die ſchief angreifende Kraft q gerade ſo, als ob ſie rechtwinklig am Hebelarm nm angriffe, und die beiden Kräfte p und q halten ſich das Gleichgewicht, wenn $p \times on = q \times mn$.

Fig. 33.



Auf die eben entwickelte Weiſe findet man auch die Momente der Kräfte, wenn der Hebel nicht mehr eine gerade Linie iſt.

Wenn irgend ein feſtes Syſtem um eine feſte Axe drehbar iſt, ſo wirken die Kräfte, welche es um dieſe Axe umzudrehen ſtreben, ganz nach den Geſetzen des Hebels. Deshalb finden dieſe Geſetze bei den vielen Maſchinen eine Anwendung, welche ſich in ein mehr oder weniger complicirtes Syſtem von Hebeln zerlegen laſſen. Beim Haspel und der Winde z. B. (Fig. 34 und 35) verhält ſich die Laſt r zur entgegenwirkenden Kraft umgekehrt wie ihre Hebelarme, d. h. umgekehrt wie die Halbmeſſer ab und cd. Wenn z. B. der Halbmeſſer ab der Welle viermal kleiner iſt, als der Halbmeſſer cd des Rades, ſo kann man mit einer Kraft von 25 Pfund einer Laſt von 100 Pfund das Gleichgewicht halten.

Die Winde (Fig. 35) unterſcheidet ſich vom Haspel nur dadurch, daß

Fig. 34.

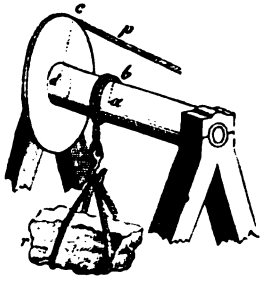
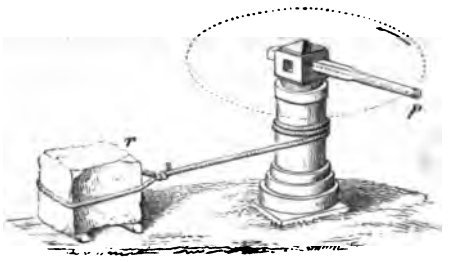


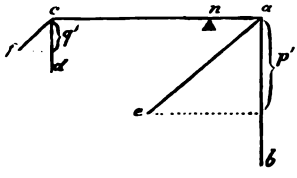
Fig. 35.



die Umdrehungsaxe vertikal ſteht; man hat bei p eine verhältnißmäßig geringe Kraft anzuwenden, um die Laſt r fortzuſchaffen.

Wenn zwei parallele rechtwinklig angreifende Kräfte an einem Hebel einander das Gleichgewicht halten, ſo wird das Gleichgewicht nicht geſtört, wenn man ſie in gleichem Verhältniß vergrößert oder verkleinert. Eben ſo wenig wird das Gleichgewicht geſtört, wenn beide Kräfte ihre Richtung ſo ändern, daß ſie unter ſich parallel bleiben. Wenn z. B. die Kräfte $ab = p$ und $cd = q$ an dem Hebel ac ſich das Gleichgewicht halten, ſo beſteht daſſelbe auch noch, wenn man dieſelben Kräfte nach den einander parallelen Richtungen ae und cf wirken läßt; denn die ſchräg wirkende Kraft p wirkt wie ihre rechtwinklige Seitenkraft p' und die ſchräg wirkende q wie die rechtwinklig angreifende q'; p' und q' halten ſich aber gewiß das Gleichgewicht, wenn es zwiſchen den Kräften p und q bei rechtwinkligem Angriff beſtand.

Fig. 36.



Schwerpunkt. Ein ſchwerer Körper, wie groß oder klein er auch ſeyn 22
mag, kann als eine Vereinigung unendlich vieler materieller Punkte betrachtet werden, auf welche die Schwere wirkt.

Alle dieſe Kräfte, obgleich unendlich an Zahl, können durch eine einzige Kraft erſetzt werden, welche an einem beſtimmten Punkte angreift. Dieſe einzige Kraft, welche nichts anderes iſt, als die Summe oder die Reſultirende aller einzelnen Wirkungen der Schwere, nennt man das Gewicht des Körpers, und der Angriffspunkt dieſer Reſultirenden iſt ſein Schwerpunkt.

Dieſe Definition genügt ſchon, damit man Schwere und Gewicht nicht verwechſele. Die Schwere iſt die Elementarkraft, welche auf alle Theilchen der Materie überhaupt wirkt, während das Gewicht eines Kör-

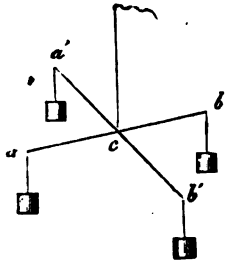
pers die Summe der Wirkungen iſt, welche die Schwere auf dieſen Körper insbeſondere ausübt.

Es iſt ſehr wichtig, das Gewicht der Körper und ihren Schwerpunkt beſtimmen zu können, weil man alsdann das Gewicht, d. h. eine einzige Kraft, für alle die elementaren Kräfte ſetzen kann, welche auf den Körper wirken; und den Schwerpunkt, d. h. einen einzigen Punkt, für die Geſammtheit der Punkte, welche ihn bilden. Man kann demnach eine ſchwere Maſſe, welches auch ihre Größe und ihre Geſtalt ſeyn mag, als einen einzigen Punkt betrachten, auf welchen eine einzige Kraft wirkt.

In einem ſchweren Körper, welcher nicht wenigſtens einige hundert Meter Ausdehnung hat, iſt die Richtung der Schwerkraft für alle Moleküle als vollkommen parallel zu betrachten; ſie iſt aber auch für alle Moleküle gleich, weil alle Moleküle im leeren Raume gleich ſchnell fallen. Der Schwerpunkt iſt demnach nichts anderes, als der Mittelpunkt paralleler gleicher Kräfte. Daraus ergeben ſich die charakteriſtiſchen Eigenſchaften des Schwerpunkts, welcher ein beſtimmter Punkt iſt, deſſen Lage ſich nicht ändert, wenn man die Lage des Körpers gegen die Richtung der Schwere ändert.

Daß es in einem jeden feſten Körper einen ſolchen Schwerpunkt geben muß, läßt ſich aus den Geſetzen der Wirkung paralleler Kräfte ableiten. Wenn eine gerade unbeugſame Linie ab (Fig. 37) in ihrer Mitte unterſtützt und an beiden Enden mit gleichen Gewichten belaſtet iſt, ſo muß Gleichgewicht ſtattfinden, wie man die Linie auch um den Angriffspunkt der Mittelkraft drehen mag; das Gleichgewicht findet ebenſowohl in der Lage ab als in der Lage $a'b'$ Statt. Stellen wir uns vor, die beiden Punkte a und b ſeyen zwei ſchwere, durch die gerade, feſte, gewichtloſe Linie ab verbundene Moleküle, ſo iſt klar, daß Gleichgewicht ſtattfinden muß, ſobald nur der Punkt c unterſtützt iſt, welches auch die Lage der Linie ab ſeyn mag. Der Punkt c wäre hier nichts anderes, als der Schwerpunkt des aus zwei Molekülen beſtehenden Körpers. Ohne das Gleichgewicht zu ſtören, kann man die Wirkungen der Schwerkraft der beiden Moleküle im Schwerpunkt c vereinigt denken.

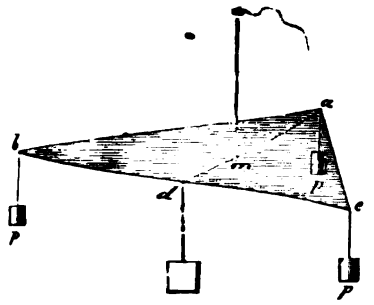
Fig. 37.



Wenn an den drei Eckpunkten eines ſtarren gewichtloſen Dreiecks abe (Fig. 38) drei gleiche parallele Kräfte wirken, ſo iſt es leicht, den Angriffspunkt ihrer Mittelkraft zu beſtimmen. Ohne das Gleichgewicht zu ſtören, kann man die beiden in b und e wirkenden Kräfte in der Mitte d der Linie be vereinigen; und ſo iſt die Wirkung der drei Kräfte auf die Wirkung

von zweien reducirt, welche in den Punkten a und d angreifen. Die in d angreifende Kraft ist doppelt so groß als die in a angreifende; wenn man demnach die Linie ad durch den Punkt m so in zwei Theile theilt, daß am doppelt so groß ist als dm, so muß zwischen den in d und a wirkenden parallelen Kräften $2p$ und p nothwendig Gleichgewicht stattfinden, wenn nur der Punkt m unterstützt ist, welches auch übrigens die Lage der Linie ad seyn mag. Da aber die in d wirkende Kraft ja nur die Resultirende der in b und e wirkenden parallelen Kräfte ist, so kann man, ohne etwas zu ändern, auch diese selbst wieder statt ihrer Resultirenden nehmen; und somit ist klar, daß zwischen den drei parallelen in a, b und e angreifenden Kräften nothwendig Gleichgewicht besteht, wenn der Punkt m unterstützt ist, oder man in m eine Kraft in entgegengesetzter Richtung wirken läßt, welche gleich $3p$ ist, welches auch übrigens die Lage des Dreiecks seyn mag.

Fig. 38.



Stellen wir uns vor, die Punkte a, b und e seyen drei schwere Moleküle, welche stets in unveränderlicher Stellung gegen einander zu bleiben genöthigt sind, so wirkt die Schwerkraft dieser Moleküle gerade so, wie die vorher in a, b und e angehängten Gewichte; und es ist klar, daß der aus drei Molekülen bestehende Körper im Gleichgewicht seyn wird, sobald nur sein Schwerpunkt m unterstützt ist.

Gerade so aber, wie sich zeigen läßt, daß 2 und 3 schwere, fest verbundene Moleküle einen Schwerpunkt haben müssen, so kann man auch einsehen, daß je 4, 5, 6 u. s. w. fest verbundene Moleküle einen solchen Schwerpunkt haben müssen, daß endlich jeder feste Körper einen unveränderlichen Schwerpunkt haben muß, wie groß auch die Anzahl der Moleküle seyn mag, aus denen er besteht.

Damit ein schwerer Körper im Gleichgewicht sey, braucht nur eine einzige Bedingung erfüllt zu seyn, nämlich die, daß sein Schwerpunkt unterstützt ist. Wenn demnach der Schwerpunkt eines Körpers für sich selbst ein fester Punkt ist, so mag man den Körper auf alle nur mögliche Weisen drehen, er wird immer im Gleichgewicht seyn. Man kann den Versuch mit einer homogenen Scheibe machen, die man um eine horizontale, feste Axe dreht, welche durch ihren Schwerpunkt geht. Wenn ein Körper in einem Punkte unterstützt ist, welcher nicht mit dem Schwerpunkt zusammenfällt, so ist das Gleichgewicht zwar noch möglich, aber es findet nicht in allen Lagen, sondern nur bei zwei besonderen Stellungen Statt, wenn

nämlich der Schwerpunkt vertikal über oder unter dem Unterſtützungspunkte liegt. Der Verſuch iſt ebenfalls mit einer Scheibe leicht anzuſtellen.

Aus dieſen Betrachtungen läßt ſich eine Methode ableiten, den Schwerpunkt der Körper durch den Verſuch zu finden. Man hänge den Körper an einem Punkte a auf (Fig. 39), ſo wird die Verlängerung des den Körper tragenden Fadens in einem Punkte c aus dem Körper austreten. Auf der Linie ac muß nothwendig der Schwerpunkt liegen. Hängt man den Körper in einem zweiten Punkte b, Fig. 40, auf, ſo muß der Schwerpunkt abermals auf der Verlängerung des Fadens, alſo auf der Linie bd, liegen; der Schwerpunkt liegt alſo auf dem Durchſchnittspunkte der Linien bd und ac. Der Schwerpunkt von homogenen ebenen Scheiben iſt nach dieſer Methode leicht zu beſtimmen, bei anderen Körpern iſt es jedoch mit Schwierigkeiten verbunden, die Verlängerung des vertikalen Fadens durch das Innere des Körpers genau zu ermitteln.

Fig. 39.

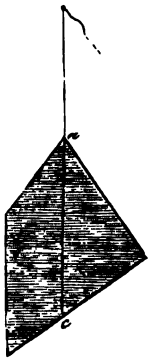
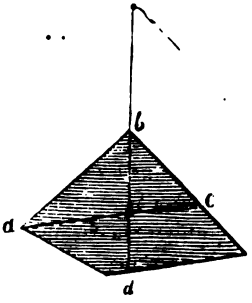


Fig. 40.

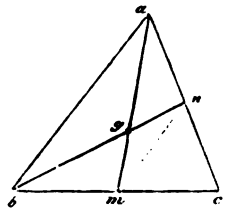


Der Schwerpunkt homogener Körper von regelmäßiger Geſtalt läßt ſich durch einfache geometriſche Betrachtungen beſtimmen.

Der Schwerpunkt einer geraden Linie liegt offenbar in der Mitte ihrer Länge.

Der Schwerpunkt eines homogenen Dreiecks (Fig. 41) wird gefunden, indem man von zwei Spitzen deſſelben nach der Mitte der gegenüberſtehenden Seiten gerade Linien zieht. Der Durchſchnittspunkt g dieſer beiden Linien iſt der geſuchte Schwerpunkt. Die Wahrheit dieſer Behauptung iſt leicht einzuſehen. Der Punkt m iſt der Schwerpunkt der geraden Linie bc; denkt man ſich nun im Dreieck irgend eine gerade Linie parallel mit bc gezogen, ſo wird ſie offenbar durch die Linie am halbirt; auf der Linie am liegen alſo die Schwerpunkte aller im Dreieck parallel mit bc gezogenen Linien; am iſt alſo ſo zu ſagen eine Schwerlinie des Dreiecks, und offenbar muß der Schwerpunkt des Dreiecks auf am liegen.

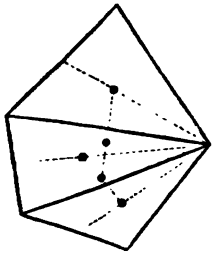
Fig. 41.



Dieſelbe Schlußweiſe zeigt aber auch, daß der Schwerpunkt auf der Linie nb liegen müſſe.

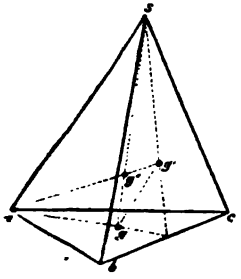
Der Punkt g liegt ſo, daß $gm = \frac{1}{3}am$ und $gn = \frac{1}{3}bn$ iſt. Dies zu zeigen, ziehe man die Linie mn, ſo iſt offenbar $mn = \frac{1}{2}ba$. Die Dreiecke gmn und gab ſind aber ähnlich, und daraus folgt, daß $gm : ga = mn : ba$, daß alſo $gm = \frac{1}{2}ag$.

Fig. 42.



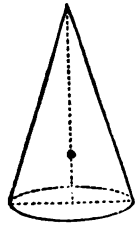
Der Schwerpunkt eines Polygons (Fig. 42) wird gefunden, wenn man es in Dreiecke zerlegt und den Schwerpunkt eines jeden beſtimmt. Da nun die in den Schwerpunkten dieſer Dreiecke angreifenden Kräfte dem Flächeninhalte der Dreiecke proportional ſind, ſo hat man nur noch nach den bekannten Regeln die Reſultirende dieſer Kräfte zu ſuchen.

Fig. 43.



Der Schwerpunkt einer dreiſeitigen Pyramide (Fig. 43) wird gefunden, wenn man von den Spitzen s und a Linien nach den Schwerpunkten g und g' der gegenüberſtehenden Dreiecke zieht. Der Durchſchnittspunkt g'' dieſer beiden Linien iſt der Schwerpunkt. Es iſt leicht zu beweiſen, daß $gg'' = \frac{1}{4}gs$ iſt.

Fig. 44.



Der Schwerpunkt eines Kegels (Fig. 44) von kreisförmiger Baſis liegt auf der geraden Linie, welche von der Spitze nach dem Mittelpunkt der Baſis gezogen werden kann, und zwar iſt ſeine Entfernung von dem Mittelpunkt der Baſis $\frac{1}{4}$ dieſer ganzen Linie.

Der Schwerpunkt einer regelmäßigen Eckſäule, eines Cylinders, einer Kugel fällt mit dem geometriſchen Mittelpunkt zuſammen.

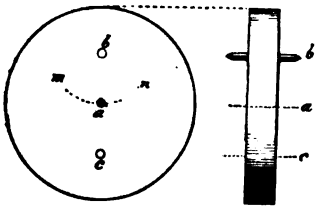
Vom Gleichgewicht ſchwerer Körper. 23

Wir haben ſchon geſehen, daß die einzige Gleichgewichtsbedingung ſchwerer Körper die iſt, daß ihr Schwerpunkt unterſtützt ſeyn muß. Dieſe Bedingung aber kann auf verſchiedene Weiſe erfüllt ſeyn, je nachdem die Körper in feſten Punkten aufgehängt ſind oder auf Stützpunkten ruhen.

Denken wir uns durch eine homogene Scheibe (Fig. 45 a. f. S.) drei Löcher a, b und c gemacht. a ſoll durch den Schwerpunkt der Scheibe gehen. Die Scheibe wird in allen Lagen im Gleichgewicht ſeyn, wenn eine feſte Axe durch das mittlere Loch a geht. In dieſem Falle hat man ein

indifferentes Gleichgewicht. Wenn die Axe durch das obere Loch *b* geht, ſo iſt das Gleichgewicht ſtabil, weil, wenn man die Scheibe aus dieſer Lage entfernt, ſie immer wieder in dieſelbe zurückzukehren ſtrebt. Dreht man die Scheibe nur etwas um die Axe *b*, ſo wird nämlich der Schwerpunkt auf dem Bogen *mn* nach der rechten oder linken Seite hin verrückt; er iſt nicht mehr unterſtützt, weil er nicht mehr vertikal unter *b* liegt, und die auf ihn wirkende Schwerkraft treibt ihn wieder nach der Gleichgewichtslage zurück. Wenn die Axe durch das untere Loch *c* geht, ſo findet zwar noch Gleichgewicht, aber ein labiles Gleichgewicht Statt; denn ſobald der Schwerpunkt nur im mindeſten aus der durch *c* gehenden Vertikalen entfernt wird, kehrt er nicht zurück, ſondern er beſchreibt einen Halbkreis, bis er in einem Punkte vertikal unter dem Punkte *c* anlangt.

Fig. 45.



Man kann dieſe Reſultate allgemein ſo ausdrücken: Ein an einer Axe aufgehängter Körper kann in ſtabilem, labilem oder indifferentem Gleichgewicht ſich befinden, je nachdem ſein Schwerpunkt unter, über oder in der Axe ſelbſt liegt.

Unterſuchen wir, was geſchieht, wenn eine Scheibe auf eine horizontale oder geneigte Ebene geſetzt wird. Nehmen wir an, daß die Scheibe ſo, etwa aus Blei und Holz, zuſammengeſetzt ſey, daß ihr Schwerpunkt auf den Kreis *a b d* in hinlänglicher Entfernung vom Mittelpunkt zu liegen

Fig. 46.

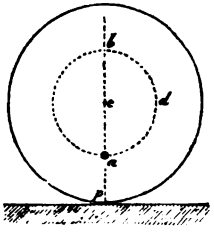
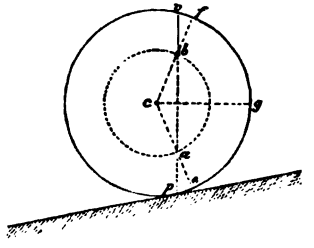


Fig. 47.



komme. Es kann hier nur ein ſtabiles und ein labiles Gleichgewicht ſtattfinden; ſtabiles Gleichgewicht findet Statt, wenn der Schwerpunkt den tiefſten Punkt *a* des Kreiſes *a b d* einnimmt. Iſt der Schwerpunkt im höchſten Punkt *b* dieſes Kreiſes, ſo haben wir den Fall eines labilen Gleichgewichts.

Wenn dieſelbe Scheibe auf eine geneigte Ebene (Fig. 47) geſetzt wird, ſo findet Gleichgewicht Statt, wenn der Schwerpunkt in der vertikalen

liegt, welche man durch die Berührungslinie legen kann; die findet Statt, wenn der Schwerpunkt im tiefſten Punkte *a*, Gleichgewicht, wenn er im höchſten Punkte *b* ſich befindet.

r wir an, die Scheibe befinde ſich in der Lage des labilen Gleich- nd werde nur etwas nach der rechten Seite hin bewegt, ſo rollt iefen Ebene hinauf, bis die Bedingung des ſtabilen Gleichge- der erfüllt iſt. Während dieſes ſcheinbaren Aufwärtsſteigens r Schwerpunkt dennoch fortwährend zu tiefer liegenden Punkten.

ein Körper mit mehr oder weniger breiter Baſis auf dem Boden ſteht, ſo muß die durch ſeinen Schwerpunkt gezogene Vertikale noch die Baſis ſelbſt treffen, wenn Gleichgewicht ſtattfinden ſoll. Demnach muß der ſchiefe Cylinder (Fig. 48) im Gleichgewicht ſeyn, wenn er nur die in der Figur ſchattirte Länge hat; er würde umfallen müſſen, wenn er eine ſolche Höhe hätte, daß ſein Schwerpunkt in *b* läge.

Fig. 48.

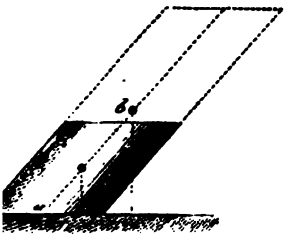
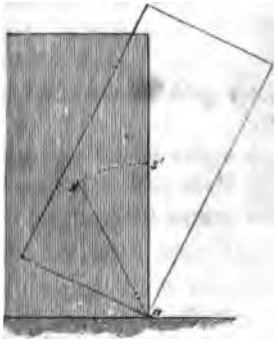


Fig. 49.



Wenn ein auf irgend einer vieleckigen Baſis ſtehender Körper umgeworfen werden ſoll, ſo muß er zunächſt um eine ſeiner Grundkanten gedreht werden, bis ſein Schwerpunkt vertikal über dieſer Umdrehungskante ſteht. Sollte z. B. der in Fig. 49 dargeſtellte Klotz umgeworfen werden, und dabei die Kante *a* die Rolle der Umdrehungskante ſpielen, ſo hätte man zunächſt den Klotz ſo weit zu drehen, bis der Schwerpunkt

age *s'* kommt; ließe die Kraft, welche das Umwerfen bewirken nach, als der Schwerpunkt in *s'* angekommen iſt, ſo wird der ine urſprüngliche Lage zurückfallen müſſen; hat man aber den nkt nur im Mindeſten über *s'* hinausgebracht, ſo wird nun der n ſelbſt ganz umfallen.

örper wird um ſo feſter ſtehen, je mehr Kraft man anwenden ihn ſo weit zu drehen, bis der Schwerpunkt vertikal über der gskante ſteht.

Die Fig. 50 ſtelle einen Stein vor, welcher dieſelbe Baſis und daſſelbe Gewicht hat wie der Holzklotz, Fig. 49, ſo wird es viel ſchwerer ſeyn, den Stein um die Kante *a* umzuwerfen, als den Holzklotz, weil man beim Stein den Schwerpunkt weit mehr heben muß, um ihn bis *s'* zu bringen, als dies beim Holzklotz, Fig. 49, der Fall iſt.

Daraus ergiebt ſich, daß unter übrigens gleichen Umſtänden ein Körper um ſo feſter ſteht, je tiefer ſein Schwerpunkt liegt. Ein hochbeladener Wagen wird alſo leichter umfallen als ein anderer, der mit gleichem Gewicht, aber nicht bis zu derſelben Höhe geladen iſt. Es ergiebt ſich daraus auch die Regel, daß man beim Laden von Wagen die ſchwereren Gegenſtände ſo weit als möglich in den untern Theil des Wagens bringen muß.

Ein Körper ſteht auch um ſo feſter, je breiter unter übrigens gleichen Umſtänden ſeine Baſis iſt. Es ſtelle z. B. Fig. 50 einen Stein, Fig. 51 aber ein Metallſtück von gleichem Gewicht und gleicher Höhe dar, ſo ſieht man ſchon aus der Figur, daß bei der Umkantung des Steins der Schwerpunkt höher gehoben werden muß, als bei der Umkantung des gleich ſchweren und gleich hohen Metallſtücks, deſſen Baſis ſchmäler iſt.

Fig. 50.

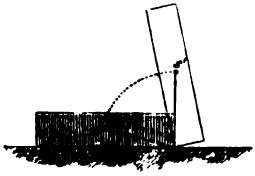
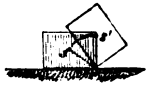


Fig. 51.



Ein Körper ſteht alſo um ſo feſter, je breiter ſeine Baſis iſt und je weniger hoch ſein Schwerpunkt über dieſer Baſis liegt. Ein vierfüßiges Thier ſteht feſt, wenn der Schwerpunkt ſeines ganzen Körpers über dem Viereck

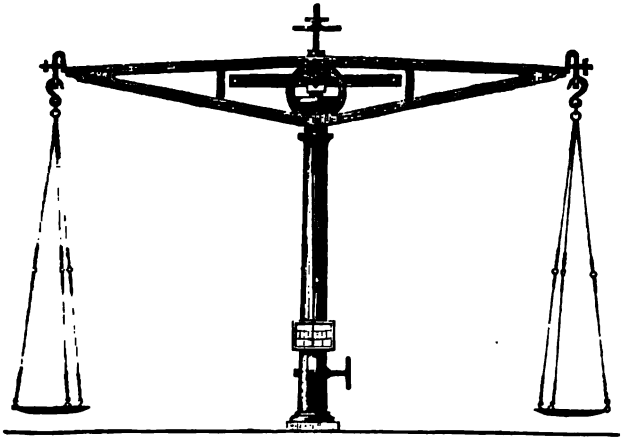
Fig. 52.

Fig. 53.

welches auf dem Boden durch seine vier Füße bezeichnet ist. Wenn Mensch seinen Arm aufhebt, so wird der Schwerpunkt seines Körpers kt; wenn ein Vogel seinen Hals ausstreckt, so wird sein Schwer- bedeutend nach vorn gerückt. Ein Mensch, welcher Lasten trägt, je nach der Art des Tragens, seine Stellung ändern. Trägt er die uf dem Rücken (Fig. 52), so muß er sich vorbeugen, trägt er sie in ken Hand (Fig. 53), so muß er den Oberkörper rechts neigen, denn fiele der gemeinschaftliche Schwerpunkt des menschlichen Körpers und rtragenen Last außerhalb der Verbindungslinie der Füße, er müßte umfallen.

e **Wage.** Die gewöhnliche Wage besteht im Wesentlichen aus ei- 24
Stabe, einem Balken, welcher um eine wagerechte feste Axe drehbar

Fig. 54.



ie sich in der Mitte seiner Länge befindet. Ohne Belastung an den n soll der Wagbalken eine vollkommen horizontale Lage annehmen. beiden Seiten des Wagbalkens hängen Wagschalen, welche zur Auf- e des zu wägenden Körpers und der Gewichte dienen. Bei gleicher stung der Wagschalen muß der Wagbalken seine horizontale Stellung halten; bringt man jedoch in die eine Schale ein Uebergewicht, so sich der Wagbalken nach dieser Seite senken.

ir wollen nun untersuchen, durch welche Einrichtung den eben ausge- enen Forderungen Genüge geleistet werden kann. Denken wir uns st die Wagschalen noch weg, und nehmen wir an, die horizontale Axe durch den Schwerpunkt des Wagbalkens, so haben wir den Fall eines erenten Gleichgewichts, der Wagbalken wird bei jeder beliebigen Nei- gegen die Horizontale im Gleichgewicht seyn. Eine solche Vorrichtung

erfüllt alſo die erſte Forderung nicht, daß der Wagbalken für ſich, ohne Belaſtung an den Enden, eine horizontale Lage annehmen muß. Dieſer Forderung kann nur dadurch genügt werden, daß der Schwerpunkt des Wagbalkens unter ſeinem Drehpunkt liegt.

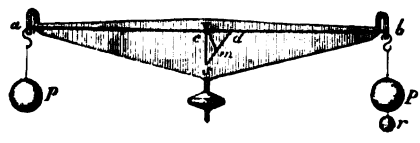
Denken wir uns rechtwinklig auf die Längenaxe des Wagbalkens eine Linie gezogen, welche dieſelbe halbirt, ſo muß dieſe Linie durch den Drehpunkt des Wagbalkens und durch ſeinen Schwerpunkt gehen.

Durch das Anhängen der Wagſchalen wird in unſerer Schlußweiſe nichts geändert, denn wir können uns ihr Gewicht im Aufhängepunkt vereinigt denken, und dann machen ſie einen integrirenden Theil des Wagbalkens aus.

Wenn man die Aufhängepunkte der Wagſchalen durch eine gerade Linie verbindet, ſo kann dieſe Linie durch den Drehpunkt gehen, oder über oder unter demſelben liegen. Der erſtere dieſer drei Fälle iſt ſowohl für die Betrachtung der einfachſte, als auch für die praktiſche Ausführung der zweckmäßigſte; wir wollen deshalb auch in unſerer Unterſuchung von dieſem Falle ausgehen.

In Fig. 55 ſey $a\,b$ die gerade Linie, welche die Aufhängepunkte der Wagſchalen verbindet, deren Gewicht wir uns in den Punkten a und b vereinigt denken; c ſey der Aufhängepunkt des Wagbalkens, alſo der Drehpunkt deſſelben; s aber der Schwerpunkt des Wagbalkens. Wenn in a und b gleiche Gewichte P angehängt werden, ſo bleibt der Wagbalken in horizontaler Lage ſtehen; denn man kann ſich die eine der Laſten direct in a, die andere direct in b wirkend denken, und ſomit fällt der gemeinſchaftliche Schwerpunkt der beiden Laſten P mit dem Punkt c zuſammen, und der gemeinſchaftliche Schwerpunkt aller an c hängenden Maſſen, d. h. des Wagbalkens und der Laſten P fällt demnach in einen Punkt zwiſchen c und s; dieſer gemeinſchaftliche Schwerpunkt liegt noch vertikal unter dem Aufhängepunkt, das Gleichgewicht iſt alſo nicht geſtört.

Fig. 55.



Bringt man auf der einen Seite ein Uebergewicht r an, ſo fällt der Schwerpunkt der angehängten Laſten (die wir uns natürlich in den Punkten a und b vereinigt denken müſſen) nicht mehr mit c zuſammen, ſondern er rückt auf der Linie $a\,b$ nach der Seite des Uebergewichts, etwa nach d hin, der gemeinſchaftliche Schwerpunkt des Wagbalkens und der Laſten fällt demnach auf irgend einen Punkt m der Linie $d\,s$; da aber bei horizontaler Stellung des Wagbalkens der gemeinſchaftliche Schwerpunkt m nicht mehr vertikal unter dem Aufhängepunkte c liegt, ſo muß ſich der ganze

Wagbalken um die Axe c so weit drehen, bis diese Bedingung erfüllt ist. Dabei wird sich nothwendig der Arm ca heben, cb aber senken. Der Winkel, welchen der Wagbalken für den Fall des Uebergewichts auf der einen Seite mit der Horizontalen macht, heißt Ausschlagswinkel.

Wir wollen nun untersuchen, wie eine Wage eingerichtet seyn muß, damit sie recht empfindlich sey, d. h. damit sie bei einem kleinen Uebergewicht schon einen großen Ausschlag gebe.

1) Der Schwerpunkt des Wagbalkens muß möglichst nahe unter dem mittleren Aufhängepunkt liegen, denn wenn bei übrigens unveränderten Umständen der Schwerpunkt s des Wagbalkens in die Höhe gerückt wird, so rückt auch der Punkt m vertikal nach oben, was offenbar eine Vergrößerung des Ausschlags zur Folge hat. Bei guten Wagen hat man eine Vorrichtung angebracht, welche eine Regulirung der Lage des Schwerpunkts möglich macht. In der Verlängerung der Linie cs ist nämlich eine feine Schraube angebracht, an welcher ein den Umständen entsprechendes Gewicht auf- und abgeschraubt werden kann, womit offenbar eine Verrückung des Schwerpunkts verbunden ist. Hätte man dies Gewicht so weit verschraubt, daß s mit c zusammenfiele, so hätte man ohne Belastung und bei gleicher Belastung auf beiden Seiten den Fall des indifferenten Gleichgewichts; brächte man dann auf der einen Seite das Uebergewicht r an, so würde der Punkt m auf die Linie ab fallen, d. h. also schon bei dem geringsten Uebergewicht würde der Ausschlagswinkel ein rechter werden, der Wagbalken würde ganz umschlagen, kurz das Instrument würde aufhören brauchbar zu seyn.

2) Die Empfindlichkeit nimmt mit der Länge des Wagbalkens zu. Wenn man, ohne sonst etwas zu verändern, den Wagbalken verlängern könnte, so würde die Entfernung cd in demselben Verhältniß größer werden, und der Punkt m würde also auch nach einer Richtung, die mit ab parallel ist, weiter von der Linie cs weggerückt werden, die Linie cm würde also einen größern Winkel mit cs machen, der Ausschlagswinkel würde also wachsen. (Es ist leicht einzusehen, daß der Winkel mcs selbst dem Ausschlagswinkel gleich ist.)

3) Der Wagbalken muß möglichst leicht seyn. In dem Punkte d können wir uns das Gewicht der Lasten $2P + r$, in s aber das Gewicht des Wagbalkens, welches wir mit g bezeichnen wollen, vereinigt denken. Offenbar hängt nun die Lage des gemeinschaftlichen Schwerpunktes m von der Größe der an den Enden der Linie ds wirkenden Kräfte ab. Wenn das in s wirkende Gewicht g und das $2P + r$ einander gleich wären, so fiele m in die Mitte
ner aber g im Vergleich zu $2P + r$ wird, desto meh
hinrücken, und desto größer wird dann begreiflicherweise

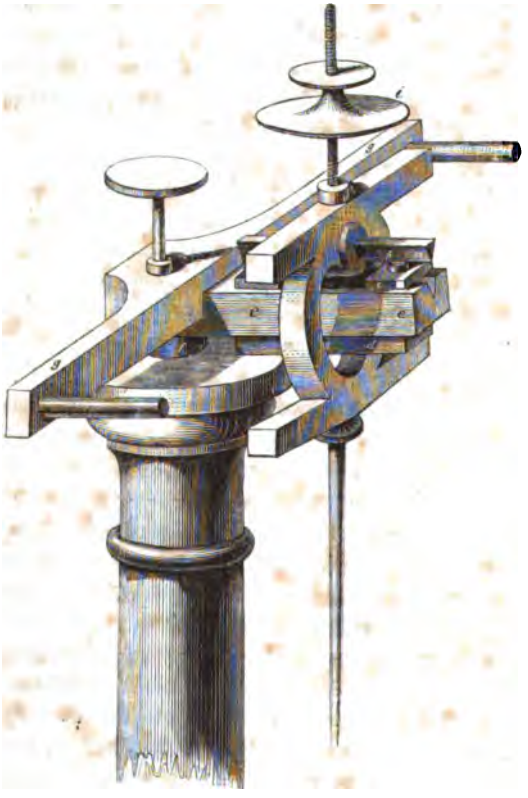
Was nun die beiden letzten Punkte betrifft, so ist ma

Gränzen gebunden, welche man nicht überſchreiten darf, ohne daß die Wage wegen der zu großen Länge der Wagbalken zu unbequem für den Gebrauch würde, oder wegen ihrer Leichtigkeit die nöthige Haltbarkeit verlöre.

Je nachdem man eine Wage zu verſchiedenen Zwecken anwenden will, iſt auch der Grad der Genauigkeit, welchen man verlangt, ſehr verſchieden. Am genaueſten müſſen die Wagen ſeyn, welche zu phyſikaliſchen und chemiſchen Unterſuchungen beſtimmt ſind. Die Figur 54 ſtellt eine der Wagen dar, wie ſie gewöhnlich zu den feinſten Wägungen gebraucht werden. Die beiden folgenden Figuren 56 und 57 ſtellen Details dieſer Wagen dar.

Der Wagbalken iſt nicht maſſiv, ſondern durchbrochen, wodurch er leicht gemacht werden kann, ohne daß er ſeine Haltbarkeit verliert. Durch

Fig. 56.



den Wagbalken hindurch geht ein dreiſeitiges Stahlprisma *a*, deſſen Axe genau rechtwinklig auf der Ebene des Wagbalkens ſteht; die untere Kante dieſes Prismas iſt ſcharf, ohne gerade ſchneidend zu ſeyn; dieſe Kante ruht auf zwei kleinen Achatebenen, von denen die eine vor, die andere hinter dem Wagbalken ſich befindet. Es iſt dies ſehr deutlich aus Fig. 56 zu erſehen, wo jedoch nur die vordere der beiden Achatebenen *b* ſichtbar iſt. Um die ganze Einrichtung deutlicher zeigen zu können, iſt in unſerer Figur nur der mittlere Theil des Wagbalkens ſo dargeſtellt, als ob die beiden Enden rechts und links abgeſchnitten wären. Die beiden Achatſtücke, auf welchen

die Schneide ruht, sind auf zwei vierseitigen Messingprismen *c* befestigt, welche mit einem sie verbindenden horizontalen Stücke *d* ein Ganzes ausmachen. Damit die Schneide geschont werde, wenn die Wage nicht gebraucht wird, ist folgende Vorrichtung angebracht: Um den ganzen Messingkörper, welcher die Achatplatten trägt, geht ein Rahmen *e* herum, welcher zwei Einschnitte hat, die vertikal unter den beiden Enden des dreiseitigen Stahlprismas liegen. Dieser Rahmen aber ist auf einem Stabe befestigt, welcher durch die Mitte der Säule geht, welche das Ganze trägt. Dieser Stab aber kann durch irgend eine Vorrichtung gehoben oder gesenkt werden. Man kann nun den Stab so hoch heben, daß die Enden des Stahlprismas genau in den erwähnten Einschnitten ruhen, und die Schneide von den Achatunterlagen ganz abgehoben wird. Auf dem Stabe aber, welcher den Rahmen trägt, ist auch ein Querbalken *g* befestigt, welcher zwei Stäbchen *h* trägt, welche in demselben Momente noch in zwei anderen Punkten den Wagbalken unterstützen, in welchem die Schneide von ihren Unterlagen aufgehoben wird. Wenn die Wage wieder gebraucht werden soll, läßt man nur den Stab in der Mitte der Säule wieder nieder.

In der Mitte des Wagbalkens ist eine feine Schraube vertikal aufgesetzt, an welcher ein Messingkörper *i*, welcher gewöhnlich aus einer oder aus zwei verbundenen Metall-Scheiben besteht, auf- und niedergeschraubt werden kann. Dadurch ist man im Stande, den Schwerpunkt des Wagbalkens nach Belieben zu heben oder zu senken.

Am untern Ende des Wagbalkens ist in der Mitte desselben eine Zunge befestigt, welche an einem nahe am untern Ende der Säule befestigten Täfelchen die Größe des Ausschlags zeigt.

Die Aufhängung der Wagschalen ist Fig. 57 dargestellt und schon aus der Figur verständlich; der Haken hängt auf einer Schneide in der Mitte des Ringes, wie man dies aus der Durchschnittsfigur 58 deutlich ersieht. An den in der Richtung der Axe des Wagbalkens aus demselben hervorragenden Schrauben sind kleine Scheibchen angebracht, welche man weiter von demselben hinweg- oder nach demselben hinschrauben kann. Man ist dadurch im Stande, etwaige kleine Fehler zu corrigiren, welche daher rühren, daß das Gewicht der beiden Hälften des Wagbalkens nicht ganz genau gleich ist.

Fig. 57.

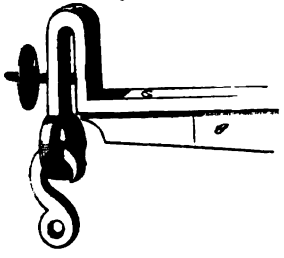


Fig. 58.

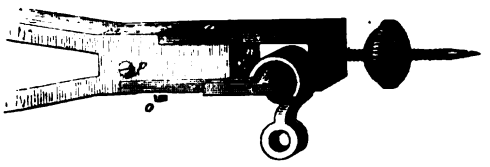
Weil bei dieser Aufhängungsweise die ganze Last der Wagschalen und

der darauf gelegten Gegenſtände nur auf wenigen Punkten laſtet, ſo iſt eine weit ſchnellere Abnutzung zu befürchten, als dies bei der Fig. 59 dargeſtellten Aufhängungsweiſe der Fall iſt, welche Hoß in Gießen bei ſeinen Wagen in Anwendung bringt, die ſich eben ſowohl durch Genauigkeit, als auch durch Dauerhaftigkeit auszeichnen.

Die Schneide bildet das Ende einer Stahlplatte (Fig. 59), welche an die untere Seite des meſſingenen Wagbalkens angeſchraubt wird. Die Schneide beſteht, wie man in der Figur ſieht, aus zwei Stücken, zwiſchen welchen oben ein ganz kleiner Zwiſchenraum iſt, der ſich nach unten erweitert. Der Haken, welcher auf dieſer Schneide hängt, iſt ebenfalls ſehr breit, iſt aber auch durch ein feines Metallblättchen, welches genau zwiſchen die beiden Theile der Schneide paßt, in zwei Theile getheilt. Man ſieht dies in Fig. 60. Durch dieſes Blättchen wird jede Verrückung des Hakens nach den Seiten unmöglich. Die Stellung der Schneide kann auf eine ſehr ſinnreiche Weiſe corrigirt werden.

Fig. 59.

Fig. 60.



Es ſind hier nämlich zwei Fehler möglich: erſtens iſt die Schneide nicht parallel mit der mittleren Schneide, oder zweitens, die Schneiden auf beiden Seiten ſind nicht gleich weit von der mittleren entfernt.

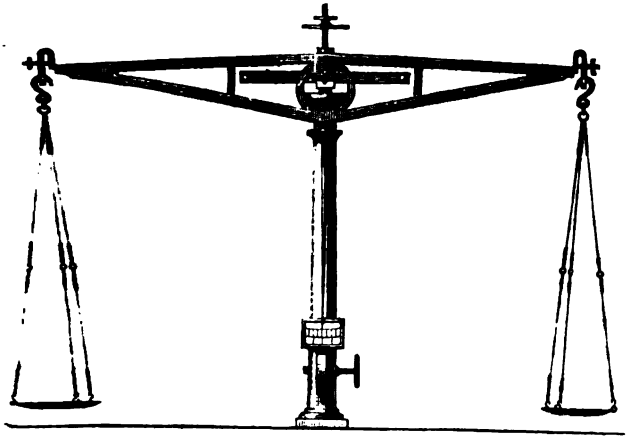
Um den erſten Fehler zu corrigiren, iſt auf der Stahlplatte, an welcher ſich die Schneide befindet, ein vertikales Stiftchen (Fig. 59) angebracht, welches in eine entſprechende Vertiefung des meſſingenen Wagbalkens paßt. Dieſe Oeffnung iſt aber ſo groß, daß das Stift noch einigen Spielraum hat. Sollte nun die Schneide nicht genau mit der mittleren parallel ſeyn, ſo löſ't man die Schraube *o* (Fig. 60), welche die Platte an den Wagbalken befeſtigt, ein wenig und dreht durch Anziehen einer der Schrauben *p*, welche auf entgegengeſetzten Seiten in die Maſſe des Wagbalkens eindringen und bis auf das Stiftchen reichen, die ganze Platte in horizontaler Ebene ſo weit, bis die Schneide die richtige Stellung hat.

Zur Correction des zweiten Fehlers dient die Schraube *n*. Sie paßt in ein Gewinde, welches in den untern Theil des Wagbalkens geſchnitten iſt. Der untere Theil der Schraube ragt aber noch vor und paßt in eine kleine Vertiefung der anzuſchraubenden Stahlplatte, in welche jedoch kein Gewinde eingeſchnitten iſt. Wenn nun die Schraube *o* etwas gelöſ't iſt, ſo kann man durch Drehen der Schraube *n* die Stahlplatte mit der Schneide der Mitte des Wagbalkens nach Belieben näher bringen oder ſie davon entfernen.

Es versteht sich von selbst, daß man bei der Construction einer Wage alle Sorgfalt darauf zu verwenden hat, die Wagbalken gleich lang zu machen. Da jedoch kleine Fehler nicht zu vermeiden sind, so muß man durch die Methode der Wägung einen etwaigen Fehler zu corrigiren suchen. Die zweckmäßigste Wägungsmethode möchte in dieser Beziehung wohl folgende seyn: Man legt den zu wägenden Körper auf die eine Wagschale und bringt ihn durch Sand, Schrotkörner oder sonstige Gegenstände, die man auf die andere Wagschale legt, ins Gleichgewicht. Ist dies geschehen, so nimmt man den zu wägenden Körper weg und substituirt statt seiner so viel Gewichte, daß das Gleichgewicht dadurch abermals hergestellt wird. Diese neu aufgelegten Gewichte geben genau das Gewicht des Körpers an, die Wagbalken mögen nun gleich lang seyn oder nicht.

Ganz besondere Bequemlichkeit beim Wägen gewährt noch folgende von Berzelius angegebene Einrichtung. Jede Hälfte des Wagbalkens ist

Fig. 61.



nämlich durch vertikale Theilstriche in 10 gleiche Theile getheilt. Bei den zu diesen Wagen gehörigen Gewichten befinden sich nun Häkchen von feinem Drahte, welche gerade ein Centigramm wiegen, so daß, wenn man sie auf den ersten, zweiten, dritten u. s. w. Theilstrich, von der Mitte an gerechnet, hängt, sie denselben Ausschlag bewirken, als ob man in die entsprechende Wagschale ein Gewicht von 1, 2, 3 u. s. w. Milligramm aufgelegt hätte.

Zweites Kapitel.

Gleichgewicht der Theile feſter Körper unter einander.

26 Wir haben ſchon oben geſehen, daß man, um die Aggregatzuſtände der Körper zu erklären, Molekularkräfte annimmt, welche fortwährend zwiſchen den einzelnen Theilchen der Körper thätig ſind. So lange nun ein Körper ſeinen innern Zuſtand nicht ändert, ſo lange die einzelnen Theilchen nicht allein in unveränderter Entfernung, ſondern auch in unveränderter gegenſeitiger Lage bleiben, müſſen ſich offenbar die zwiſchen einzelnen Theilchen wirkenden Molekularkräfte das Gleichgewicht halten. Bei den feſten Körpern nun iſt das zwiſchen den einzelnen Theilchen beſtehende Gleichgewicht ein ſtabiles, denn es iſt ja eine größere oder geringere Kraft nöthig, um dieſen Gleichgewichtszuſtand zu ſtören.

Wie wir geſehen haben, iſt bei den feſten Körpern die Cohäſionskraft überwiegend, ſie hält die Theilchen zuſammen und wirkt ſowohl ihrer Verſchiebung als auch ihrer Trennung entgegen.

27 **Elaſticität.** Wenn die Theilchen eines feſten Körpers durch eine äußere Kraft wirklich ein wenig aus ihrer gegenſeitigen Lage verrückt worden ſind, ſo iſt deshalb der frühere Gleichgewichtszuſtand noch nicht völlig vernichtet, denn die Theilchen können in ihre frühere Lage zurückkehren, wenn die ſtörende Kraft zu wirken aufhört. Dieſe Eigenſchaft der Körper, vermöge deren die Theilchen in ihre frühere Gleichgewichtslage zurückkehren, wenn die durch äußere Kräfte veranlaßte Verſchiebung gewiſſe Gränzen nicht überſchritten hat, nennt man Elaſticität. Die Elaſticität der feſten Körper beweiſ't, daß ſich die Theilchen in einem ſtabilen Gleichgewichtszuſtande befinden, denn nur für den Fall des ſtabilen Gleichgewichts kehrt der Körper in ſeine Ruhelage zurück, wenn die Kräfte, welche ihn daraus entfernten, zu wirken aufhören.

Nicht alle Körper ſind gleich elaſtiſch; es giebt Körper, deren Theilchen ſelbſt nach bedeutender Verſchiebung doch wieder vollkommen in ihre frühere Lage zurückkehren, und ſolche Körper, wie z. B. Federharz (gummi elasticum), Stahl, Elfenbein u. ſ. w. werden vorzugsweiſe elaſtiſch genannt, andere hingegen, wie Blei, Glas u. ſ. w. ſind nur in geringem Grade elaſtiſch, ſie können keine große Verſchiebung der Theilchen ertragen, ohne daß der frühere Gleichgewichtszuſtand aufgehoben wird.

Wenn überhaupt eine große Kraft nöthig iſt, um eine Verſchiebung der

Theilchen eines Körpers hervorzubringen, ſo nennt man ihn hart. Ein Körper kann hart und elaſtiſch ſeyn, wie dies beim Elfenbein, beim Stahl u. ſ. w. der Fall iſt; das Glas dagegen iſt hart und wenig elaſtiſch.

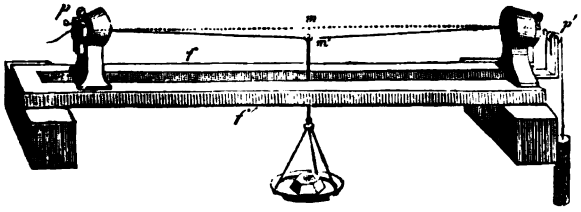
Ein Körper, deſſen Theilchen ſchon durch eine geringe Kraft verſchoben werden können, wird weich genannt. Auch dieſe weichen Körper können entweder elaſtiſch ſeyn, wie z. B. Federharz, oder nur einen ſehr geringen Grad von Elaſticität beſitzen, wie dies z. B. beim feuchten Thon der Fall iſt. Der Aggregatzuſtand ſolcher weichen, mehr oder weniger breiartigen Körper kann gewiſſermaßen als ein Mittelzuſtand zwiſchen dem vollkommen feſten und dem vollkommen flüſſigen betrachtet werden.

Wenn die Theilchen eines Körpers über die Elaſticitätsgränze hinaus verſchoben werden, ſo hört entweder der Zuſammenhang ganz auf, ſie zerbrechen (Glasthränen), oder die Theilchen ordnen ſich zu einem neuen ſtabilen Gleichgewichtszuſtande. Im erſtern Falle nennt man die Körper ſpröde, im letztern dehnbar. Die äußere Geſtalt ſpröder Körper läßt ſich durch Druck, durch Stoß u. ſ. w. nicht bleibend ändern; wenn durch dieſe äußeren Urſachen die Theilchen über eine gewiſſe Gränze verſchoben werden, ſo erfolgt eine vollſtändige Trennung; die Geſtalt dehnbarer Körper hingegen läßt ſich durch ſolche mechaniſche Mittel bleibend verändern, wie dies z. B. das Prägen der Münzen beweiſ't.

Die Verſchiebung der Theilchen kann entweder durch Spannung, durch Zuſammendrückung oder durch Drehung hervorgebracht werden.

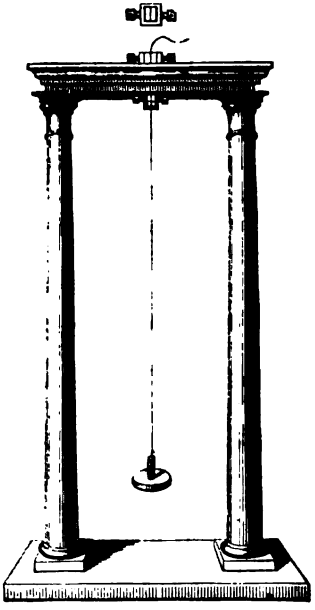
Daß Drähte und Stäbe von Metall, welche durch irgend eine Kraft geſpannt und durch dieſe Spannung verlängert werden, innerhalb gewiſſer Gränzen vollkommen elaſtiſch ſind, und daß ihre Verlängerung den ziehenden Kräften proportional iſt, läßt ſich durch verſchiedene Methoden nachweiſen. Wenn es ſich um ſehr biegſame Drähte handelt, ſo kann man den Apparat Fig. 62 anwenden, in welchem der Draht horizontal befeſtigt und durch

Fig. 62.



ein bekanntes Gewicht angeſpannt wird. Wenn der Draht ſeine gehörige Spannung hat, wird er auch auf der Seite des Gewichtes eingeklemmt.

Fig. 63.



Die Höhe des Drahtes wird genau ermittelt und alsdann in der Mitte des Drahtes eine Wagſchale befeſtigt, die man nach und nach mehr mit Gewichten belaſtet. Man beobachtet nun aufs Neue die Höhe der Mitte des Drahtes und erhält ſo genau die Entfernung mm'. Da nun die Entfernung pm und mm' bekannt iſt, ſo kann man leicht die Hypotenuſe pm' des rechtwinkligen Dreiecks pmm' berechnen, und ſomit erhält man die Hälfte der Verlängerung, nämlich $pm' - pm$.

Wenn es ſich darum handelt, dieſe Geſetze für ſtärkere Drähte zu beweiſen, kann man den Apparat Fig. 63 anwenden. Die Drähte ſind hier vertikal und an ihrem obern Ende befeſtigt, an ihrem untern hingegen ſind ſie mit Gewichten belaſtet. Savart hat über dieſen Gegenſtand eine große Menge von Verſuchen angeſtellt, welche einen Theil ſeiner Arbeit über die Longitudinalſchwingungen der Stäbe ausmachen. Die folgende Tabelle iſt ſeiner Abhandlung entnommen:

Namen der Körper	Totale Länge	Durchmeſſer	Spannende Kräfte						
			0k	5k	10k	15k	20k	25k	30k
			Länge des gemeſſenen Theils						
	m	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
Kupfer . .	1,3190	2,77	950,53	950,59	950,65	950,71	950,77	950,84	950,90
Kupfer . .	1,3190	2,77	475,25	475,28	475,33	475,36	475,38	475,42	475,45
Kupfer . .	1,3000	1,30	950,59	950,84	951,16	951,45	951,70	952,00	952,27
Meſſing . .	1,3165	2,90	950,82	950,90	950,97	951,04	951,12	951,20	951,27
Stahl . . .	1,3184	2,77	950,25	950,29	950,34	950,38	950,41	950,46	950,50
Eiſen . . .	1,3150	2,90	950,50	950,54	950,57	950,60	950,62	950,65	950,68
Glas . . .	0,976	3,817	936,69	936,76	936,83	936,91	936,96	937,04	937,12
Glas . . .	0,939	4,073	937,04	937,12	937,16	937,22	937,27	937,34	937,29
Glas . . .	0,980	7,55	937,39	937,40	937,43	937,45	937,46	937,48	937,50

Bei anderen Verſuchen hatte Savart auf den Drähten von Decimeter zu Decimeter Merkzeichen angebracht, um die Verlängerung jeder einzelnen Unterabtheilung zu meſſen; auf dieſe Weiſe hat er gefunden, daß bei gleicher Spannung die gleichen Theile eines Drahtes nicht gleiche Verlängerung erleiden, woraus hervorgeht, daß in den dem Anſehen nach vollkommen homogenen Körpern doch Ungleichheiten ſtattfinden.

Es iſt natürlich anzunehmen, daß das Volumen eines Körpers durch Ziehen eben ſo vergrößert, wie durch Compreſſion verkleinert wird. Dies hat Cagniard La Tour in der That beobachtet, indem er einen Kupferdraht auszog, welcher auf eine paſſende Weiſe der Länge nach in einer mit Waſſer gefüllten Röhre befeſtigt war. Poiſſon hat bewieſen, daß wenn die Länge durch Ziehen im Verhältniß von 1 zu $1 + a$ zunimmt, der Durchmeſſer im Verhältniß von $1 - \frac{a}{4}$ kleiner wird.

Die Geſetze der Torſionselaſticität laſſen ſich ebenfalls in dem Apparat Fig. 63 nachweiſen. Wenn der Draht durch ein Gewicht geſpannt iſt, und man nun dies Gewicht in horizontaler Ebene um ſeine vertikale Axe, welche die Verlängerung des Drahtes iſt, umdreht, ſo wird dadurch der Draht gewunden; läßt man nun das Gewicht wieder los, ſo wird durch das Beſtreben der Theilchen, ihre urſprüngliche gegenſeitige Lage wieder einzunehmen, das Gewicht wieder zurückgedreht; in der urſprünglichen Gleichgewichtslage angekommen, bleibt aber doch das Gewicht nicht gleich in dieſer Lage ſtehen, ſondern es geht nun in Folge der Trägheit über dieſelbe nach der andern Seite hinaus, und ſo entſteht eine Reihe von Schwingungen, die immer kleiner werden, bis dann endlich das Gewicht in ſeiner urſprünglichen Lage wieder zur Ruhe kommt.

Aus der Beobachtung dieſer Schwingungen kann man nun vermittelſt der Geſetze der Pendelſchwingungen, die wir erſt ſpäter werden kennen lernen, auf die Kraft ſchließen, mit welcher der gewundene Draht in ſeine Gleichgewichtslage zurückzukehren ſtrebt. Man hat gefunden, daß dieſe Kraft ſtets der Größe der Drehung proportional iſt, vorausgeſetzt, daß ſie gewiſſe Gränzen nicht überſchreitet.

Die Geſetze der Torſionselaſticität hat beſonders Coulomb ermittelt; wir können hier in eine nähere Betrachtung derſelben nicht eingehen.

Feſtigkeit. Die Kraft, mit welcher ein Körper der Trennung ſeiner 28
Theilchen widerſteht, nennt man ſeine Feſtigkeit.

Der zwiſchen den einzelnen Theilchen eines feſten Körpers ſtattfindende Zuſammenhang läßt ſich durch Zerreißen, durch Zerbrechen, durch Zerwinden (Abdrehen) oder durch Zerdrücken aufheben.

Abſolute Feſtigkeit nennt man die Kraft, mit welcher ein Körper dem Zerreißen widerſteht, wenn er der Länge nach angeſpannt wird.

Dieſer Widerſtand hängt aber offenbar von dem Querſchnitt des zu reißenden Körpers ab, und zwar iſt er dieſem Querſchnitte proporti denn es muß ja der Zuſammenhang von zwei-, drei-, viermal ſo viel T chen aufgehoben werden, wenn der Querſchnitt eines Körpers zwei-, viermal ſo groß gemacht wird. Um nun die abſolute Feſtigkeit verſch ner Materialien leicht mit einander vergleichen zu können, muß ma gend eine Einheit für dieſen Querſchnitt annehmen und dann ermi wie groß die Kraft iſt, welche erfordert wird, um einen Körper, d Querſchnitt dieſer Einheit gleich iſt, zu zerreißen. Wenn der Querſ des dem Verſuche unterworfenen Körpers auch größer oder kleiner iſ der zur Einheit angenommene Querſchnitt, ſo läßt ſich doch die Feſt auf dieſen reduciren.

Schon Muſchenbröek hat zahlreiche Verſuche über die abſolut ſtigkeit verſchiedener Körper angeſtellt. Die folgende Tabelle giebt verſchiedene Körper das nach ſeinen Verſuchen berechnete Gewicht an, ches nöthig iſt, um einen Stab zu zerreißen, deſſen Querſchnitt 1 L dratlinie beträgt.

Lindenholz	87	Pfund
Kiefernholz (Pinus silvestris)	97	»
Weißtanne (Pinus abies)	60 bis 90	»
Eichenholz	110 bis 140	»
Buchenholz	136 bis 148	»
Ebenholz	89	»
Kupferdraht	266	»
Meſſingdraht	340	»
Golddraht	442	»
Bleidraht	26	»
Zinndraht	43	»
Silberdraht	326	»
Eiſendraht	398	»
Glas, weißes	14 bis 22	»
Hanfſeile	34 bis 60	»

Die große Verſchiedenheit in der Feſtigkeit der Hanfſeile rührt von ungleichen Beſchaffenheit der Materiale her, aus denen ſie verfertigt Dünne Seile ſind verhältnißmäßig ſtärker als dicke, weil ſie aus beſſ Hanf gemacht ſind. Durch ſtarkes Drehen der einzelnen Fäden wird Tragkraft der Seile bedeutend vermindert. Naſſe Seile haben eine g gere Feſtigkeit als trockene.

Bei praktiſchen Anwendungen wird man der Sicherheit wegen

thun, bei Metallen nur $\frac{1}{2}$, bei Hölzern nur $\frac{1}{3}$ der durch die Versuche mittelten absoluten Festigkeit in Rechnung zu bringen.

Die Kraft, welche ein Körper dem Zerbrechen entgegensetzt, nennt man seine relative, diejenige, welche er dem Zerdrücken entgegensetzt, rückwirkende Festigkeit. Die relative Festigkeit sowohl, wie die rückwirkende steht in einem innigen Verhältniß zur absoluten, was sich auch in mathematischer Form ausdrücken läßt, doch ist hier nicht der Ort, weiter darauf einzugehen.

Adhäsion. Dieselbe Kraft, welche die Theilchen eines festen Körpers 29
zusammenhält, wirkt auch, um die Theilchen zweier vorher getrennten Körper zusammenzuhalten, wenn man nur im Stande ist, sie in eine hinreichend innige Berührung zu bringen. So verbinden sich schon oft Spiegelplatten, welche nach der Politur dicht an einander gelegt worden sind, so innig mit einander, daß sie nicht mehr von einander getrennt werden können, ohne die Platten zu zerbrechen. Ebenso haften zwei Bleiplatten, die man zusammendrückt, fast so fest auf einander, als ob sie nur eine einzige Bleimasse ausmachten, vorausgesetzt, daß die Flächen, in welchen sich die beiden Bleistücke berühren, vollkommen eben und metallisch sind.

Dieses Aneinanderhaften zweier Körper wird mit dem Namen der Adhäsion bezeichnet.

Die Adhäsion zeigt sich nicht allein zwischen gleichartigen, sondern auch zwischen verschiedenartigen Körpern. Eine Bleiplatte mit einer Zinnplatte oder eine Kupferplatte mit einer Silberplatte durch Glättwalzen gezogen giebt ein fast untrennbares Ganzes.

Besonders stark zeigt sich die Adhäsion verschiedenartiger Körper, wenn ein flüssiger Körper mit einem festen Körper in Berührung gebracht und dann durch Erkalten oder durch Verdunstung des Lösungsmittels fest wird; hierauf beruht das Zusammenkleben, das Leimen und Kitten. Kittet man vermittelst Siegellack zwei Glasstücke zusammen, so kommt es oft vor, daß sich beim Auseinanderreißen nicht das Glas vom Siegellack trennt, sondern daß Stücke aus dem Glase herausgerissen werden. Wenn man eine Glasplatte mit Leim bestreicht, so haftet dieser oft so fest am Glase, daß Stücke aus demselben (dem Glase) herausgerissen werden, wenn sich der Leim beim Austrocknen zusammenzieht.

Wenn zwei Körper mit ebenen Flächen auf einander liegen, und man den einen über den andern hinausschieben will, so setzt die Adhäsion dieser Bewegung ein Hinderniß entgegen; die Adhäsion hat also einigen Antheil am Reibungswiderstande, der überall da überwunden werden muß, wo zwei Körper über einander hingleiten oder wo sich ein Körper über einen andern hinwälzt. Von der Reibung wird noch weiter unten die Rede seyn.

30 **Kryſtalliſation.** Wenn ein Körper aus dem flüſſigen oder gasförmigen Zuſtande in den feſten übergeht, ſo iſt es die nun das Uebergewicht erlangende Cohäſionskraft, welche die bis dahin beweglichen Theilchen in einer beſtimmten gegenſeitigen Lage fixirt. In der ganzen Natur zeigt ſich aber bei dieſem Uebergange in den feſten Zuſtand ein Beſtreben, eine regelmäßige Anordnung der Theilchen hervorzubringen. In der unorganiſchen Natur bewirkt dieſes Beſtreben die Kryſtalliſation.

Kryſtalle nennt man ſolche feſte Körper, welche ſich in regelmäßigen, durch ebene Flächen begränzten Geſtalten gebildet haben. In der Natur findet man eine Menge ſolcher Kryſtalle, z. B. Quarz (Bergkryſtall), Kalkſpath, Schwerſpath, Topas, Granat u. ſ. w. werden oft ſehr ſchön kryſtalliſirt gefunden.

Wenn ein Körper aus dem flüſſigen Zuſtande in den feſten übergeht, ſo bilden ſich faſt immer Kryſtalle. Der Uebergang aus dem flüſſigen in den feſten Zuſtand findet entweder durch Erkaltung eines geſchmolzenen Körpers, oder durch Ausſcheidung aus einer Auflöſung Statt.

Wenn man geſchmolzenes Wismuth in eine etwas erwärmte Schale gießt, ſo bildet ſich nach einiger Zeit auf der Oberfläche eine feſte Kruſte. Wenn man nun dieſe Kruſte durchſticht und das noch flüſſige Metall abgießt, ſo erhält man mehrere Linien große würfelförmige Kryſtalle, die das Innere der Höhlung ausfüllen, welche durch die zuerſt erkaltete feſte Kruſte eingeſchloſſen wird.

Auf ähnliche Weiſe kann man auch Kryſtalle aus einer geſchmolzenen Schwefelmaſſe erhalten.

Wenn man mit Aufmerkſamkeit ein gefrierendes Waſſer beobachtet, ſo ſieht man, wie feine Eisnadeln ſich bilden, wie ſie von einem Augenblick zum andern ſich ausbreiten und verzweigen. Freilich ſieht man hierbei ſelten ſo regelmäßige kryſtalliniſche Geſtalten, wie man ſie beim Schnee beobachtet, doch ſieht man deutlich, daß die Eisbildung eine Kryſtallbildung iſt.

Viele Körper löſen ſich in Flüſſigkeiten, namentlich in Waſſer, auf, und zwar läßt ſich in einer beſtimmten Menge Waſſer nur eine beſtimmte Menge irgend eines Stoffes auflöſen; doch löſ't ſich in warmem Waſſer meiſtens mehr auf als in kaltem. Wenn nun eine Auflöſung bei hoher Temperatur geſättigt iſt, wenn man z B. in einer beſtimmten Menge warmen Waſſers ſo viel Alaun aufgelöſ't hat als möglich, ſo kann dieſe Salzmaſſe nicht mehr ganz aufgelöſ't bleiben, wenn die Löſung erkaltet, ein Theil des Salzes wird ſich wieder ausſcheiden, und zwar ſchießt es in regelmäßigen Kryſtallen an. — Auch dann bilden ſich Kryſtalle, wenn das Waſſer einer geſättigten Löſung allmälig verdunſtet.

Nicht allein aus wäſſrigen Löſungen ſcheiden ſich Kryſtalle aus; der Schwefel z. B. löſ't ſich in Schwefelkohlenſtoff, in Chlorſchwefel, in Ter-

pentinöl auf, und aus dieſen Löſungen kann man ſchöne durchſichtige Kryſtalle von Schwefel erhalten.

Die Kryſtalle werden um ſo größer und regelmäßiger, je langſamer die Erkaltung oder die Verdunſtung vor ſich geht. Bei ſchneller Kryſtalliſation bilden ſich kleine Kryſtalle, die ſich zu unregelmäßigen Gruppen zuſammenhäufen, an denen man oft kaum ein kryſtalliniſches Gefüge erkennen kann.

Jedem Stoffe kommt eine eigenthümliche Kryſtallform zu; ſo iſt z. B. die Kryſtallform des Bergkryſtalls eine andere als die des Alauns, und dieſe wieder eine andere als die des Kupfervitriols.

Die Unterſuchung der Symmetriegeſetze, welche zwiſchen den einzelnen Kryſtallflächen ſtattfinden, ſo wie die Beſchreibung der Kryſtallformen überhaupt, iſt ein Gegenſtand, mit welchem ſich die Kryſtallographie zu beſchäftigen hat; da jedoch die äußere Geſtalt der Kryſtalle in einem innigen Zuſammenhange mit den phyſikaliſchen Eigenſchaften der Körper ſteht, ſo müſſen wir hier wenigſtens die Grundzüge dieſer Symmetriegeſetze betrachten.

Wenn man zwei Kryſtalle deſſelben Stoffes unterſucht, ſo findet man freilich keine abſolute Gleichheit oder Aehnlichkeit der Geſtalten im geometriſchen Sinne. So haben z. B. Quarzkryſtalle häufig die vollkommen regelmäßige Geſtalt Fig. 64, ſehr oft kommen ſie aber auch in der Form Fig. 65 vor, und oft weichen ſie noch weit mehr von dem normalen Habitus Fig. 64 ab. Wie aber auch die verſchiedenen Quarzkryſtalle verzerrt erſcheinen mögen, ſo behalten ſie doch immer einen ſelbſt dem weniger Geübten leicht erkennbaren Grundtypus, ſie bilden eine durch 6ſeitige Pyramiden zugeſpitzte 6ſeitige Säule; dieſe Pyramidenflächen erſcheinen aber nicht immer ganz gleichmäßig ausgebildet, ſie liegen nicht immer in gleicher Entfernung vom geometriſchen Mittelpunkte des Kryſtalls; aller dieſer Unregelmäßigkeiten ungeachtet ſind die Winkel der entſprechenden Flächen für alle Kryſtallindividuen deſſelben Körpers ſtets dieſelben. So iſt z. B. der Winkel, den eine Säulenfläche des Bergkryſtalls mit der benachbarten macht, ſtets 120°, der Winkel zweier neben einander liegenden Säulenflächen iſt ſtets 133° 44′ u. ſ. w.

Fig. 64.

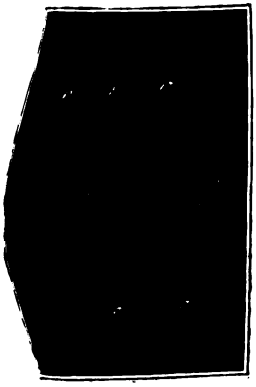


Fig. 65.

Wenn man die Kryſtallform eines Körpers beſchreibt, wenn man ſie zeichnet, ſo abſtrahirt man von allen Zufälligkeiten, man betrachtet alle ent-

ſprechenden Flächen als gleich weit vom Mittelpunkte des Kryſtalls liegend. Wir wollen eine ſolche Kryſtallgeſtalt den idealen Kryſtall nennen; die folgenden Betrachtungen beziehen ſich auf dieſe idealen Formen.

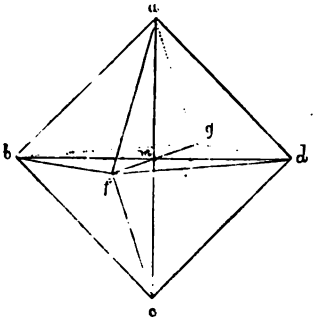
In jedem Kryſtalle kann man gewiſſe Richtungen unterſcheiden, gegen welche die einzelnen Flächen eine ſymmetriſche Lage haben, und dieſe Richtungen ſind die Axen. In dem Kryſtall Fig. 64 iſt offenbar die Linie, welche die Spitzen der beiden 6ſeitigen Pyramiden verbindet, eine ſolche Axe. Die mit *g* bezeichneten Säulenflächen ſind dieſer Axe parallel, alle Pyramidenflächen ſind gleich gegen dieſelbe geneigt.

Die gegenſeitige Lage und das Größenverhältniß dieſer Axen iſt aber nicht für alle Kryſtalle dieſelbe; man hat in dieſer Beziehung 6 verſchiedene Kryſtallſyſteme zu unterſcheiden.

1) Das reguläre Syſtem mit drei zu einander rechtwinkligen und gleichen Axen.

Denken wir uns um jede der 8 körperlichen Ecken, welche durch drei rechtwinklige Axen gebildet werden, gleich weit vom Mittelpunkte eine Fläche gelegt, welche gegen alle drei Axen gleich geneigt iſt, ſo entſteht das Octaeder, Fig. 66, welches man als die Grundgeſtalt des regulären Syſtems betrachtet, weil man von ihm leicht alle anderen Geſtalten dieſes Syſtems ableiten kann.

Fig. 66.



Alle Ecken des regulären Octaeders ſind unter einander gleich, und jede Modification einer Ecke muß an allen übrigen in derſelben Weiſe ſtattfinden.

Wird jedes Octaedereck durch eine Fläche abgeſtumpft, welche auf der entſprechenden Axe rechtwinklig ſteht, ſo entſteht der Körper Fig. 67. Den-

Fig. 67.

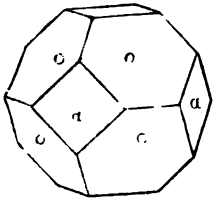
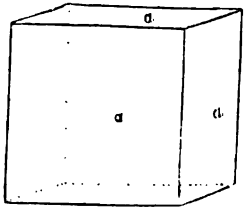


Fig. 68.



ken wir uns die Abſtumpfungsflächen bis zur gegenſeitigen Durchſchneidung ausgedehnt, ſo erhält man den Würfel Fig. 68.

An dem Würfel ſind wieder alle Ecken unter ſich gleich; eben ſo ſind alle Kanten gleichartig, und jede Modification eines Ecks oder einer Kante findet ſich in derſelben Weiſe auch an den übrigen.

Die 12 Kanten des Octaeders ſind ebenfalls einander gleich; denken wir uns jede Octaederkante durch eine Fläche abgeſtumpft, welche mit der abgeſtumpften Kante und einer Axe parallel läuft, ſo entſteht der Körper Fig. 69. Wenn die Abſtumpfungsflächen der Octaederkanten bis zu ihrer gegenſeitigen Durchſchneidung wachſen, ſo entſteht das Rhombendodekaeder, Fig. 70.

Fig. 69.

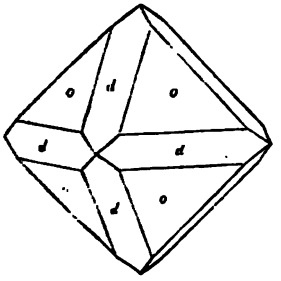
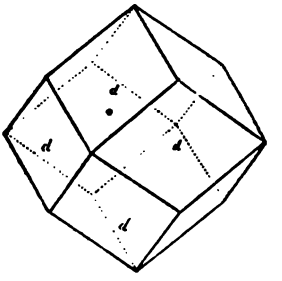


Fig. 70.



Auf dieſelbe Weiſe laſſen ſich auch die übrigen Formen des regulären Syſtems ableiten; doch würde es uns hier zu weit führen, wenn wir alle näher betrachten wollten; das Geſagte wird aber ſchon hinreichen, um zu zeigen, daß der Charakter des regulären Syſtems eben darin beſteht, daß alle Formen deſſelben in Beziehung auf die drei Axen vollkommen ſymmetriſch ſind. Im regulären Syſtem kryſtalliſiren Alaun, Kochſalz, Granat, Flußſpath u. ſ. w.

2) Das quadratiſche Syſtem. Die Grundform dieſes Syſtems iſt ein Quadratoctaeder, Fig. 71 und Fig. 72, d. h. ein Octaeder, welches ſich von dem regulären dadurch unterſcheidet, daß zwei Axen unter ſich, aber nicht der dritten gleich ſind. Dieſe letztere ausgezeichnete Axe wollen wir die Hauptaxe nennen und uns dieſelbe immer vertikal geſtellt denken.

Fig. 72.

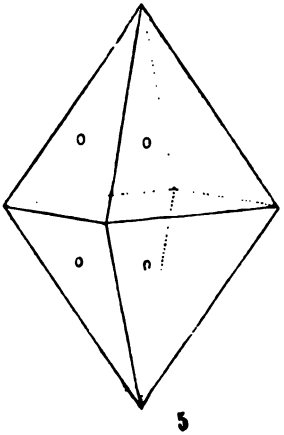
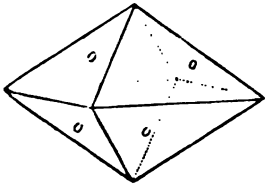


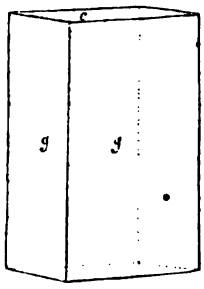
Fig. 71.



Die Hauptaxe ſteht zu den beiden anderen nicht in einem rationalen Verhältniß; ſie iſt bald größer, bald kleiner als die horizontalen Axen: doch iſt das Axenverhältniß für einen und denſelben Körper ſtets daſſelbe.

Die 4 horizontalen Kanten des Quadratoctaeders ſind zwar unter ſich gleich, aber von den übrigen verſchieden, welche aber wieder alle unter ſich

Fig. 73.



gleich ſind; die 4 horizontalen Kanten können deshalb für ſich abgeſtumpft ſeyn. Durch die Abſtumpfung der 4 horizontalen Kanten entſteht eine quadratiſche Säule, d. h. eine Säule von quadratiſcher Baſis, die wir in Fig. 73 durch zwei Flächen begränzt ſehen, die mit den horizontalen Axen parallel ſind.

Ebenſo finden ſich am Quadratoctaeder auch zweierlei Ecken, das obere und untere Eck ſind nämlich von den 4 anderen verſchieden; deshalb kann das obere und untere Eck abgeſtumpft ſeyn, wie Fig. 74, ohne daß es die anderen ſind, oder die 4 Ecken, in welchen

Fig. 74.

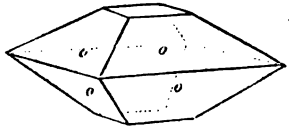
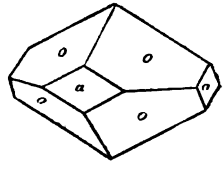


Fig. 75.



die horizontalen Axen endigen, ſind abgeſtumpft, ohne daß es die Ecken ſind, welche die vertikale Axe begränzen, wie Fig. 75.

Ohne in eine weitere Betrachtung der Geſtalten dieſes Syſtems einzugehen, wird aus dem Geſagten ſchon klar der Grundcharakter dieſes Syſtems hervorgehen, welcher eben darin beſteht, daß die vertikale Axe von den beiden anderen unter ſich gleichartigen ausgezeichnet iſt.

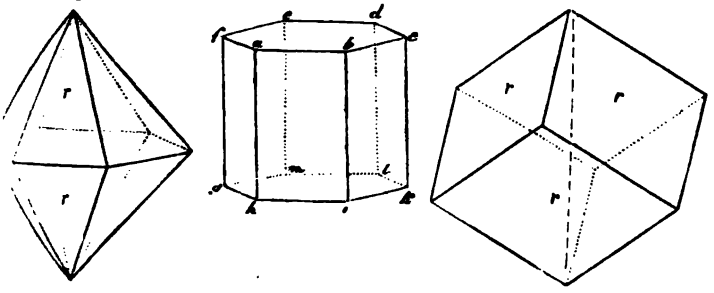
Im quadratiſchen Syſteme kryſtalliſiren unter anderen Veſuvian, Honigſtein, Blutlaugenſalz, ſchwefelſaures Nickeloxyd, ſaures arſenikſaures Kali u. ſ. w.

3) Das hexagonale Syſtem mit 4 Axen, von denen drei in einer Ebene liegend einander gleich ſind und einen Winkel von 60 Grad mit einander machen, während die vierte ausgezeichnete Axe, die Hauptaxe, rechtwinklig auf der Ebene der drei anderen ſteht und ihnen ungleich iſt. In dieſes Syſtem gehören die regulären 6ſeitigen Pyramiden und Säulen, Fig. 76 und Fig. 77. Kalkſpath, Bergkryſtall, unterſchwefelſaurer Kalk u. ſ. w. kryſtalliſiren in dieſem Syſteme.

Denkt man ſich die Hälfte der Flächen der doppelt 6ſeitigen Pyramide

ſig. 76 bis zur gegenſeitigen Durchſchneidung und zum gänzlichen Ver-

Fig. 76. Fig. 77 Fig. 78.



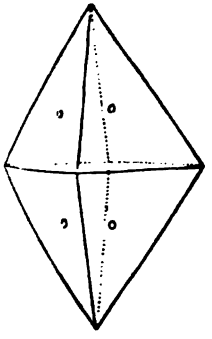
ſchwinden der übrigen verlängert, ſo entſteht das Rhomboeder, Fig. 78, die Grundform des Kalkſpaths. Auch das ſalpeterſaure Natron kryſtalliſirt in Rhomboedern.

Solche Körper, welche, wie das Rhomboeder, dadurch entſtehen, daß die Hälfte der Flächen der vollzähligen Geſtalten ausfällt, werden hemiedriſche Formen genannt.

4) Das rhombiſche Syſtem mit drei zu einander rechtwinkligen, aber ungleichen Axen. Denken wir uns eine dieſer drei Axen vertikal gedacht, ſo liegen die beiden anderen in einer horizontalen Ebene; doch ſind hier die beiden horizontalen Axen nicht gleich, wie beim quadratiſchen Syſteme.

An dem rhombiſchen Octaeder, Fig. 79, ſind nur immer je zwei diametral gegenüberliegende Ecken einander gleich, alſo das obere und untere, das vordere und hintere, das Eck rechts und das Eck links; wir haben alſo hier drei verſchiedene Arten von Octaederecken zu unterſcheiden.

Fig. 79.

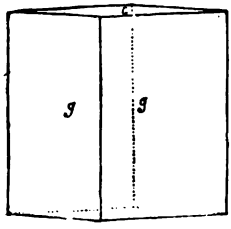


Ebenſo hat man am rhomboedriſchen Octaeder dreierlei Kanten zu unterſcheiden: die vier horizontalen Kanten, die vier Kanten, welche in der Ebene der vertikalen und einer der beiden horizontalen Axen liegen, und endlich die Kanten, welche die vertikale Axe mit der andern horizontalen verbinden.

Durch Abſtumpfung der 4 horizontalen Kanten entſteht eine gerade rhombiſche Säule, d. h. eine Säule, deren Baſis ein Rhombus iſt. Die Geſtalt dieſer Raute (Rhombus) hängt von dem Größenverhältniß der beiden horizontalen Axen ab.

Die Fig. 80 zeigt eine gerade rhombiſche Säule, welche oben und unten durch eine Fläche begränzt iſt, die mit der Ebene der beiden horizontalen Axen parallel läuft. Alle 8 horizontalen Kanten dieſes Körpers ſind gleichartig, ſie werden durch die Octaederflächen abgeſtumpft; dagegen ſind die 4 vertikalen Kanten nicht gleichartig, denn man hat zwei ſcharfe (in unſerer Figur die Kanten rechts und links) und zwei ſtumpfe Kanten (die vordere und hintere Kante der Figur) zu unterſcheiden, da ja der horizontale Querſchnitt der Säule ein Rhombus iſt. Es können demnach an der rhombiſchen Säule entweder nur die vordere und die hintere, oder auch nur die Kante rechts und die Kante links abgeſtumpft erſcheinen.

Fig. 80.



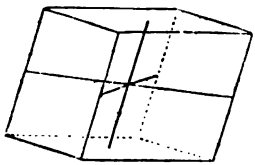
In dieſem Syſteme zeigen ſich alſo in vertikaler Richtung andere Symmetrieverhältniſſe als von vorn nach hinten, und in dieſer Richtung wieder andere als von der Linken zur Rechten.

In dem rhombiſchen Syſteme kryſtalliſiren: Salpeter, Zinkvitriol, Arragonit, Schwerſpath, ſchwefelſaures Kali, Topas u. ſ. w.

5) Das monokliniſche Syſtem, in welchem unter anderen der Gyps, das Glauberſalz, der Eiſenvitriol, das eſſigſaure Natron, der Zucker u. ſ. w. kryſtalliſiren, zeichnet ſich vor dem rhombiſchen Syſteme dadurch aus, daß zwei Axen ſich nicht unter rechtem Winkel ſchneiden, während die dritte rechtwinklig auf der Ebene der beiden ſchiefwinkligen ſteht.

Die charakteriſtiſchſte und am häufigſten theils allein, theils in Combination mit anderen Flächen vorkommende Form iſt die ſchiefe rhombiſche Säule, Fig. 81, welche ſich von der geraden rhombiſchen Säule des vorigen Syſtems dadurch unterſcheidet, daß die Hauptaxe dieſer Säule auf der Baſis nicht rechtwinklig ſteht.

Fig. 81.



Die Säule iſt in unſerer Figur ſo geſtellt, daß die Ebene der beiden ſchiefwinkligen Axen unverkürzt, die dritte auf ihrer Ebene rechtwinklig ſtehende Axe aber, als gegen den Beſchauer gerichtet, verkürzt erſcheint.

Auch hier haben wir zwei ſcharfe und zwei ſtumpfe Säulenkanten zu unterſcheiden. Die Abſtumpfungsfläche der vorderen und hinteren Säulenkante (die Fläche *a* in Fig. 82) ſteht rechtwinklig auf der obern Endfläche *c*, dagegen macht die Abſtumpfungsfläche *b* (Fig. 83) der Säulenkanten rechts und links einen ſchiefen Winkel mit *c*.

Die horizontalen Kanten der durch die Fläche *c* begränzten ſchiefen rhombiſchen Säule ſind nicht gleicher Natur, wie dies bei der geraden rhombi-

Fig. 82.

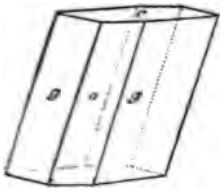
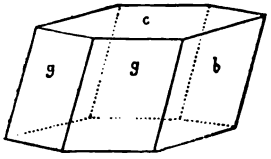


Fig. 83.



ſchen Säule der Fall war; an der oberen Fläche ſind die beiden Kanten rechts ſcharfe Kanten, die beiden horizontalen Kanten auf der linken Seite der oberen Fläche ſind dagegen ſtumpfe Kanten. An der unteren Fläche liegen die beiden ſcharfen Kanten links, die ſtumpfen rechts.

Die ſcharfen horizontalen Kanten können für ſich allein abgeſtumpft

Fig. 84.

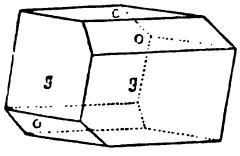
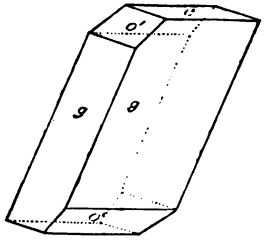


Fig. 85.



ſeyn, wie Fig. 84; in Fig. 85 erſcheinen dagegen nur die ſtumpfen horizontalen Kanten abgeſtumpft.

6) Das trikliniſche Syſtem iſt durch drei Axen charakteriſirt, welche alle drei ungleich ſind und von denen keine mit der andern einen rechten Winkel macht. Die Kryſtalle dieſes Syſtems zeigen unter allen am wenigſten Symmetrie. Hier ſind nur immer je zwei Flächen, Kanten oder Ecken gleichartig, welche einander diametral gegenüber ſtehen.

Dem trikliniſchen Syſteme gehören unter andern die Kryſtalle des Axinits und des Kupfervitriols an.

Drittes Kapitel.

Hydroſtatik.

31 Die Hydroſtatik beſchäftigt ſich mit den Bedingungen des Gleichgewichts tropfbar flüſſiger Körper und mit dem Drucke, den dieſelben auf die Wände der Gefäße ausüben, in welchen ſie enthalten ſind.

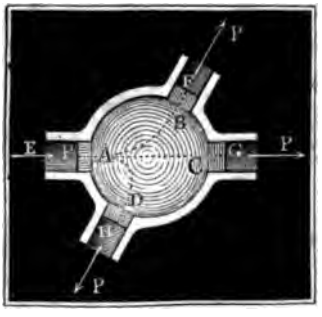
Die Eigenſchaften tropfbar flüſſiger Körper ſind durch zwei Kräfte bedingt: die Schwere nämlich, welche auf ſie wie auf alle anderen Körper wirkt, und die Molekularanziehung, deren Wirkung bei ihnen gerade auf eine ſolche Weiſe modificirt iſt, daß daraus der tropfbar flüſſige Zuſtand hervorgeht. In Gedanken können wir ſehr wohl die Wirkungen dieſer beiden Kräfte trennen, denn wir können uns eine Waſſermaſſe vorſtellen, welche nicht ſchwer iſt, ohne daß ſie deshalb aufhört flüſſig zu ſeyn.

Eine ſolche Maſſe würde ſich ſelbſt überlaſſen nicht fallen; es iſt klar, daß ſie, um in Ruhe zu ſeyn, weder durch den Boden geſtützt ſeyn muß, noch in irgend einem Gefäße enthalten zu ſeyn braucht. In dieſem Zuſtande könnte die Flüſſigkeit noch einen Druck aushalten und nach einem Geſetze fortpflanzen, welches wir ſogleich näher unterſuchen wollen.

32 **Princip der Gleichheit des Drucks.** *Flüſſigkeiten haben die Eigenſchaft, daß ſie jeden Druck, welcher auf einen Theil ihrer Oberfläche ausgeübt wird, nach allen Seiten gleichmäßig fortpflanzen.*

Es ſey in Fig. 86 der horizontale Durchſchnitt eines mit Waſſer gefüllten Gefäßes dargeſtellt, an welchem ſich in gleicher Tiefe unter der Oberfläche des Waſſers 4 vollkommen gleiche Röhren befinden, die durch Kolben verſchloſſen ſind. Da dieſe Kolben gleichen Durchmeſſer haben und gleich tief unter dem Waſſerſpiegel liegen, ſo haben ſie auch vollkommen gleichen Druck, nämlich die Schwere des Waſſers auszuhalten, einen Druck, von welchem wir vor der Hand ganz abſehen, den wir alſo als nicht vorhanden betrachten wollen.

Fig. 86.



Würde nun durch irgend eine Kraft einer der Kolben, etwa A, nach Innen gedrückt, ſo pflanzt ſich dieſer Druck durch das Waſſer hindurch auf die übrigen Kolben fort, und

man müßte, um zu verhindern, daß dieſe Kolben herausgedrückt werden, auf jeden derſelben einen nach Innen gerichteten Gegendruck anbringen, welcher vollkommen dem auf den Kolben A wirkenden Drucke gleich iſt; das Gleichgewicht kann alſo nur dann beſtehen, wenn alle 4 Kolben durch ganz gleiche Kräfte nach Innen gedrückt werden.

Der Druck pflanzt ſich jedoch nicht allein vom Kolben A auf die übrigen Kolben, ſondern auf alle Theile der Gefäßwand fort, ſo daß jedes Flächentheil der Gefäßwand, welches eben ſo groß iſt, wie der Querſchnitt des Kolbens, auch einen eben ſo großen Druck auszuhalten hat.

Fig. 87.

In Fig. 87 iſt der Durchſchnitt eines ähnlichen Gefäßes mit zwei Röhren dargeſtellt, welche gleichfalls mit Kolben geſchloſſen ſeyn ſollen, die Röhren und folglich auch der Querſchnitt der Kolben ſind nicht gleich. Es ſey z. B. die Oberfläche des Kolbens C 4mal ſo groß als die des Kolbens A, ſo wird, wenn irgend eine Kraft gegen den Kolben A drückt, der Geſammtdruck auf den Kolben C auch 4mal ſo groß ſeyn, als der auf A wirkende, weil jedes Flächenſtück des Kolbens C, welches der Oberfläche des Kolbens A gleich iſt, einen eben ſo großen Druck auszuhalten hat als A.

Wenn man alſo den Kolben A mit einer Kraft von 10 Pfund nach Innen drückt, ſo müßte man zur Erhaltung des Gleichgewichts an dem Kolben C einen nach Innen gerichteten Druck von 40 Pfund anbringen.

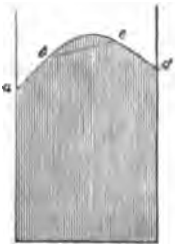
Der Druck pflanzt ſich nicht allein in einer Horizontalebene fort, wie dies in den bisher betrachteten Beiſpielen der Fall war, ſondern auch nach oben und nach unten.

Fig. 88.

Fig. 88 ſtelle den vertikalen Durchſchnitt zweier unten verbundener, mit Waſſer gefüllter Röhren dar, welche ungleichen Querſchnitt haben. In jeder Röhre ſey ein ſchließender Kolben auf das Waſſer geſetzt. Wenn nun auf den Kolben A, deſſen Querſchnitt 10mal kleiner ſeyn mag, als der des Kolbens B, ein Gewicht von 12 Pfund aufgelegt wird, ſo wird ſich der Druck in der Weiſe bis zum Kolben B fortpflanzen, daß gegen jedes Flächenſtück von B, welches eben ſo groß iſt als der Querſchnitt von A, ein nach oben gerichteter Druck von 12 Pfund wirkt, man müßte alſo den Kolben B mit 120 Pfund belaſten, wenn das Gleichgewicht ungeſtört bleiben ſoll.

33 **Gleichgewicht ſchwerer Flüſſigkeiten.** Wenn tropfbar flüſſige Körper im Gleichgewicht ſeyn ſollen, ſo müſſen zwei Bedingungen erfüllt ſeyn; erſtens muß ihre freie Oberfläche rechtwinklig zu der Richtung der Schwere, und zweitens müſſen die Druckkräfte, welche auf ein jedes Molekül wirken, ſtets einander gleich und entgegengeſetzt ſeyn.

Fig. 89.



Nehmen wir an, die Oberfläche der Flüſſigkeit ſey nicht rechtwinklig zur Richtung der Schwerkraft, ſie ſey etwa *a b e d* Fig. 89, ſo kann man durch irgend zwei Punkte *b* und *e* ſich eine ſchiefe Ebene gelegt denken; ein Theil der Flüſſigkeit liegt auf dieſer ſchiefen Ebene und muß wegen der leichten Verſchiebbarkeit der Theilchen nothwendig von der ſchiefen Ebene herabgleiten. Dies wird nun ſo lange geſchehen müſſen, bis die ganze Oberfläche überall rechtwinklig zur Richtung der Schwere iſt.

Wenden wir dies auf die Oberfläche des Meeres an, welches wir als vollkommen ruhig betrachten wollen, ſo iſt klar, daß, wenn die Schwerkraft allein wirkt und wenn ſie ſtets nach dem Mittelpunkt der Erde gerichtet iſt, die Oberfläche aller Meere Theile einer Kugeloberfläche ſeyn müſſen, daß alſo die Oberfläche aller unter ſich zuſammenhängenden Meere überall gleich weit vom Mittelpunkt entfernt ſeyn muß.

Wenn die Moleküle auch noch durch andere Kräfte als die terreſtriſche Schwere ſollicitirt ſind, ſo begreift man leicht, daß ihre freie Oberfläche rechtwinklig ſeyn muß zu der Reſultirenden der Schwere und aller anderen gleichzeitig wirkenden Kräfte. Da nun die Centrifugalkraft, welche von der Rotationsbewegung der Erde herrührt, fortwährend mit der Schwere auf alle Körper wirkt, ſo muß die Oberfläche der Gewäſſer eine ſolche Lage annehmen, daß ſie rechtwinklig zur Reſultirenden der beiden Kräfte iſt. Dies iſt auch der Grund, warum das Meer an den Polen abgeplattet iſt. Eben ſo verbindet ſich die Attractivkraft des Mondes, welche auch auf die Gewäſſer wirkt, mit der Schwere, um eine Reſultirende zu erzeugen, die nicht mehr vertikal iſt. So ſtrebt denn die bewegliche Oberfläche des Meeres ſtets eine Gleichgewichtslage zu bekommen, welche durch die Bewegung des Mondes fortwährend geſtört wird, und ſo entſtehen die periodiſchen Oscillationen der Ebbe und Fluth.

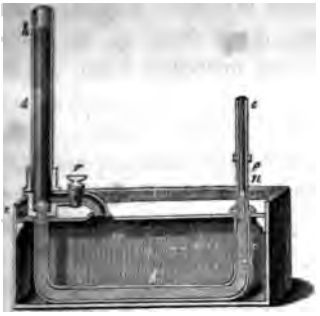
Auch an Flüſſigkeiten in Gefäßen bemerken wir Abweichungen von der normalen Oberfläche; ſo iſt das Waſſer in einem Glaſe nicht in ſeiner ganzen Ausdehnung eben, ſondern es erhebt ſich am Rande; die Oberfläche des Queckſilbers hingegen ſteht an den Rändern tiefer, gleichſam als ob es die Wände zu berühren fürchtete. Dieſe Phänomene gehören zu den ſogenannten Capillarerſcheinungen, die wir ſpäter ausführlich betrachten werden.

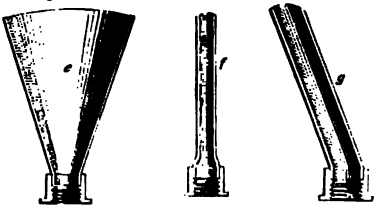
Druck der Flüssigkeiten. Wenn flüssige Massen in Gleichgewicht 34
sind, so üben sie auf sich selbst und auf alle festen Körper, welche sie berühren, einen mehr oder minder bedeutenden Druck aus, dessen Werth wir nun bestimmen wollen. Zunächst wollen wir den Druck untersuchen, welcher von oben nach unten, oder von unten nach oben auf horizontale Flächen, alsdann den Druck, welcher auf die Seitenflächen ausgeübt wird.

Der Druck, den eine Flüssigkeit von oben nach unten auf den Boden des Gefäßes ausübt, in welchem sie enthalten ist, ist von der Form des Gefäßes ganz unabhängig; sie ist immer dem Gewicht einer geraden Säule von derselben Flüssigkeit gleich, deren Basis der Boden des Gefäßes, und deren Höhe die vertikale Entfernung vom Boden bis zum Spiegel der Flüssigkeit ist.

Der erste Theil dieser Behauptung ist leicht mit Hülfe von Haldat's Apparat zu beweisen, welcher in Fig. 90 dargestellt ist; er besteht aus

Fig. 90. Fig. 91. Fig. 92. Fig. 93.

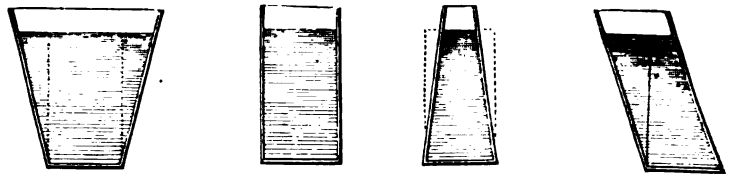




einer gebogenen Röhre abc, welche in einem Kasten befestigt und so eingerichtet ist, daß man bei a Gefäße von verschiedener Form, wie die bei d, e, f und g (Fig. 91, 92 u. 93) anschrauben kann. Man gießt Quecksilber in die Röhre und bezeichnet auf dem Arm bei c mit Hülfe einer verschiebbaren Marke die Höhe n, bis zu welcher das Quecksilber ansteigt. Wird nun bei a das cylindrische Gefäß d angeschraubt und bis zu einer bestimmten Höhe h mit Wasser gefüllt, so wird das Quecksilber in der Röhre c bis zu einer Höhe p steigen, die man sich bemerkt. Die Erhebung np der Quecksilbersäule rührt offenbar von dem Drucke her, welchen das im Gefäße d enthaltene Wasser auf die Oberfläche des Quecksilbers ausübt, welches den wahren Boden dieses Gefäßes bildet. Ist die Beobachtung gemacht, so entleert man das Gefäß d mit Hülfe des Hahnes r, nimmt es weg, um an seiner Stelle das obere erweiterte Gefäß e oder das oben engere f anzuschrauben. Gießt man diese Gefäße eben so hoch voll Wasser, wie vorher das Gefäß d, so wird das Quecksilber in der Röhre c auch wieder genau bis zur Höhe p steigen. Der Druck also, welchen der

Boden dieſer drei verſchieden geformten Gefäße erleidet, iſt genau derſelbe, wenn die Höhe der Flüſſigkeit dieſelbe iſt. Der Druck auf den Boden iſt demnach, wie geſagt, von der Geſtalt des Gefäßes unabhängig und hängt nur von der Größe des Bodens, der Höhe der Flüſſigkeit und der Natur derſelben ab. Der Druck iſt derſelbe, das Gefäß mag cylindriſch ſeyn, es mag viel (Fig. 94) oder wenig (Fig. 96) Flüſſigkeit enthalten, das Gefäß mag gerade (Fig. 95) oder ſchief (Fig. 97) ſeyn.

Fig. 94. Fig. 95. Fig. 96. Fig. 97.



Um nun den zweiten Theil des Satzes zu beweiſen, genügt es, zu bemerken, daß der Boden des cylindriſchen Gefäßes (Fig. 95) genau das ganze Gewicht der Flüſſigkeit tragen muß; denn da die Seitenwände vertikal ſind, ſo können ſie nicht den mindeſten Theil vom Gewicht der Flüſſigkeit tragen. Da nun der Boden der ſchiefen, oben erweiterten oder verengten Gefäße denſelben Druck erleidet, ſo folgt, daß bei dieſen Gefäßen der Druck nicht mehr dem Gewichte der Flüſſigkeit gleich iſt, welche ſie enthalten, ſondern daß er dem Gewichte einer geraden Flüſſigkeitsſäule gleich iſt, welche dieſelbe Grundfläche und Höhe hat.

Da alle Theile des Bodens gleich ſtark gedrückt ſind, ſo iſt klar, daß die Hälfte, der dritte Theil, der vierte Theil u. ſ. w. des ganzen Bodens auch $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ u. ſ. w. des ganzen Druckes auszuhalten hat. Wenn man allgemein mit s den Theil des Bodens, den man betrachtet, mit h ſeine Tiefe unter dem Spiegel und mit d die Dichtigkeit der Flüſſigkeit bezeichnet, ſo iſt der Druck auf die Fläche s gleich $s \times h \times d$, denn $s \times h$ iſt das Volumen der geraden Flüſſigkeitsſäule, und um die Gewichte zu erhalten, muß man das Volumen mit der Dichtigkeit multipliciren.

Mit einem Liter Waſſer, welches ein Kilogramm wiegt, kann man alſo auf den Boden eines Gefäßes einen ganz kleinen und einen ſehr großen Druck ausüben. Wenn der Druck auf den Boden gerade ein Kilogramm betragen ſoll, ſo muß man ein gerades cylindriſches Gefäß von beliebiger Baſis nehmen, der Geſammtdruck auf den ganzen Boden wird dann immer ein Kilogramm ſeyn, nur wird der Druck, den jedes Quadratcentimeter des Bodens auszuhalten hat, kleiner oder größer ſeyn, je nachdem das Gefäß weiter oder enger iſt.

Wollte man mit einem Kilogramm Waſſer auf den Boden des Gefä-

ist einen Druck von $^1/_{10}$ Kilogr. ausüben, so könnte man z. B. ein Gefäß nehmen, dessen Bodenfläche ein Quadratdecimeter beträgt und welches nach oben dergestalt erweitert ist, daß es von einem Liter Wasser nur bis zu der Höhe von einem Centimeter gefüllt wird.

Sollte der Druck 10 Kilogr. betragen, so könnte man ein Gefäß von derselben Basis (1 Quadratdecimeter) nehmen, welches nach oben so verengt ist, daß ein Liter Wasser in demselben bis zu einer Höhe von 10 Centimetern ansteigt.

Mit demselben Gewicht von 1 Kilogr. Wasser kann man eben so leicht einen Druck von $^1/_{100}$, $^1/_{000}$ u. s. w., als auch einen Druck von 100, 1000 u. s. w. Kilogr. ausüben.

Ein Kubikfuß Wasser wiegt 62 Pfund. Der Boden eines vertikalen cylindrischen Gefäßes, welches $^1/_2$ □′ Grundfläche hat und 2′ hoch mit Wasser gefüllt ist, hat also einen Druck von 62 Pfd. auszuhalten. Dieselbe Grundfläche würde nur einen Druck von 31 Pfd. aushalten, wenn das Gefäß sich oben so erweiterte, daß 1 K.′ Wasser es nur 1′ hoch füllte, einen Druck von 124 Pfd. aber, wenn es sich so verengte, daß dieselbe Wassermasse bis zu 4′ Höhe anstiege.

Nicht allein auf den Boden der Gefäße wirkt der Druck der Flüssigkeiten, sondern auch auf jeden Punkt im Innern der flüssigen Masse. Nehmen wir im Innern einer flüssigen Masse eine Schicht mp an, welche mit dem Spiegel parallel ist, so sind alle Moleküle dieser Schicht offenbar durch die darüber befindliche Flüssigkeit gedrückt, sie tragen das Gewicht des flüssigen Cylinders $nvmp$. Einen ganz gleichen Druck muß aber auch die Schicht in entgegengesetzter Richtung von unten nach oben aushalten. Betrachten wir nun einen Theil ab der fraglichen Schicht, so drückt auf denselben von oben nach unten das Gewicht der flüssigen Säule $abcd$, von unten nach oben aber eine ganz gleiche Kraft. Wenn man demnach einen festen Cylinder in die Flüssigkeit eintaucht, so wird seine Basis einen Druck von unten nach oben auszuhalten haben, welcher ihn aufwärts zu bewegen strebt.

Fig. 98.

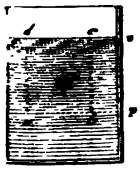
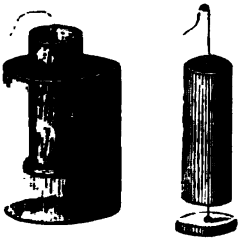


Fig 99.



Dieser Schluß läßt sich durch folgenden Versuch bestätigen. Es sey v (Fig. 99) eine etwas weite Glasröhre, deren unterer Rand genau eben abgeschliffen ist; t ist eine vollkommen ebene Glasscheibe, welche in ihrer Mitte an einem Faden befestigt ist, der durch die Röhre hindurchgeht, so daß, wenn man den Faden anzieht, die Scheibe die untere Oeffnung der Röhre vollkommen verschließt.

Auf dieſe Weiſe verſchloſſen, wird die Röhre in das Waſſer eingetaucht. Nun iſt es nicht mehr nöthig, den Faden anzuziehen, um das Herunterfallen der Scheibe zu verhindern, weil ſie durch die Flüſſigkeit nach oben gedrückt wird. Gießt man Waſſer in die Röhre, ſo wird die Glasſcheibe durch ihr eigenes Gewicht fallen, ſobald das Niveau des Waſſers in der Röhre dem äußern faſt gleich iſt, denn nun erleidet die Glasſcheibe durch die Flüſſigkeit gleichen Druck nach unten und nach oben.

Wenn man demnach in den Boden eines Schiffes eine Oeffnung macht, ſo wird das Waſſer augenblicklich hineinſteigen, und um dies zu verhindern, müßte man einen Gegendruck ausüben, welcher gleich iſt dem Gewichte einer Waſſerſäule, welche die Oeffnung zur Baſis hat und deren Höhe gleich iſt der Tiefe der Oeffnung unter dem Niveau des Waſſers. Der Boden größerer Schiffe muß deshalb ſehr ſtark conſtruirt ſeyn, um den Druck des Waſſers von unten nach oben auszuhalten. Nehmen wir an, der Boden ſey horizontal und habe 100 Quadratfuß Oberfläche, ſo würde dieſer Druck 372000 Pfd. betragen, wenn er 6 Fuß unter dem Waſſerſpiegel wäre. Man kann daraus ſchließen, welch' ungeheuren Druck die lebendigen Geſchöpfe auszuhalten haben, welche die Tiefen der Seen und Meere bevölkern.

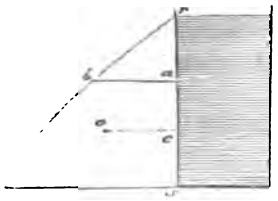
Der Druck, welchen ein Stück der Seitenwand aushält, iſt dem Gewichte einer Flüſſigkeitsſäule gleich, welche ſo hoch iſt, als der Schwerpunkt dieſes Wandſtücks unter dem Niveau liegt, und deren horizontale Baſis gleich iſt der Größe des Wandſtücks ſelbſt.

Der Seitendruck läßt ſich aus dem entſprechenden horizontalen Druck nach dem Princip der gleichmäßigen Fortpflanzung des Drucks nach allen Seiten ableiten. Der Punkt m (Fig. 98) iſt ein Punkt der horizontalen Schicht mp, der Druck, dem es ausgeſetzt iſt, pflanzt ſich gleichmäßig nach allen Richtungen, alſo auch rechtwinklig gegen die Wand fort. Jeder Punkt der Seitenwand erleidet demnach denſelben Druck, dem jeder Punkt der gleich hohen horizontalen Flüſſigkeitsſchicht ausgeſetzt iſt. Betrachten wir nun irgend einen Flächentheil der Seitenwand, deſſen höchſter Punkt ſo wenig über ſeinem tiefſten liegt, daß der Druck, den dieſe beiden Punkte erleiden, ohne merklichen Fehler als gleich angenommen werden kann, ſo iſt der Druck, welchen dieſes Flächenſtück aushält, offenbar $s \times h \times d$, wenn s, h und d die oben angeführte Bedeutung haben. In einem 10 Meter (31,8′) hohen Bottich voll Waſſer iſt der Druck auf ein Quadratcentimeter der Seitenwand in einer Tiefe von 1 met. (3,18′) gleich 100 Grammen ($\frac{1}{5}$ Pfd.), in einer Tiefe von zwei Metern 200 Grammen, in einer Tiefe von 10 Metern aber, d. h. am Boden, gleich einem Kilogramm (2 Pfd.).

Der Druck, den irgend ein Punkt a der vertikalen Wand eines mit Flüſſig-

gefüllten **Gefäßes** auszuhalten hat, läßt sich durch Zeichnung anschaulich machen. Man ziehe in a eine wagerechte Linie und mache ihre Länge ab gleich der Tiefe des Punktes a unter dem Wasserspiegel, so kann die Linie ab den Druck repräsentiren, den der Punkt a auszuhalten hat. Macht man dieselbe Construction für mehrere Punkte der vertikalen Linie rs, so werden die Endpunkte aller der horizontalen Drucklinien in die

Fig. 100.



rt **fallen.** Es folgt daraus, daß der Gesammtdruck, welchen die rs **der vertikalen Gefäßwand** auszuhalten hat, durch das Dreieck repräsentirt ist.

Der **Angriffspunkt** der Resultirenden aller elementaren Pressungen, welche ein **Wandstück** auszuhalten hat, heißt **Mittelpunkt des Drucks.** Er liegt **immer** tiefer als der Schwerpunkt des Flächenstücks, weil ja die Stärke **des Drucks** nach unten wächst. Der Mittelpunkt des Drucks für eine vertikale **Linie** rs ist leicht zu ermitteln; denn es ist offenbar derjenige Punkt c, **in welchem** die Linie rs von derjenigen horizontalen Linie getroffen wird, **die durch** den Schwerpunkt o des Dreiecks rst geht. Wir haben hier **nur eine** Linie rs betrachtet; nehmen wir statt derselben einen endlich **breiten** Streifen der vertikalen Wand, so liegt der Mittelpunkt des **Druckes für** denselben auf seiner vertikalen Mittellinie, und zwar ist seine **Höhe über** dem Boden $\frac{1}{3}$ der Höhe, in welcher sich der Wasserspiegel **über dem Boden** befindet.

Communicirende Gefäße. Für Flüssigkeiten, die sich in Gefäßen be- 36
finden, **welche** mit einander verbunden sind, gelten ebenfalls die oben entwickelten **Bedingungen** des Gleichgewichtes, d. h. wenn beide Gefäße dieselbe **Flüssigkeit** enthalten, so muß der Spiegel in beiden gleich hoch seyn. Denken **wir uns** bei m im weiteren Gefäße, Fig. 101, eine horizontale **Scheidewand** angebracht, so haben wir zwei Gefäße erhalten. Nach den entwickelten **Grundsätzen** ist der Druck, welchen diese Scheidewand von unten **nach** oben erleidet, Bh, wenn B den Flächeninhalt der Scheidewand

Fig. 101.

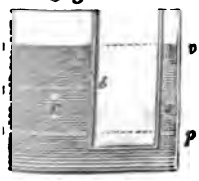
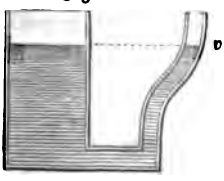


Fig. 102.



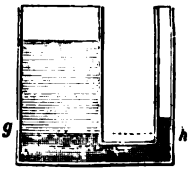
und h die Höhe pv bezeichnet. Wenn nun im weiteren Gefäße ab das Niveau der Flüssigkeit ist und die Höhe am mit h' bezeichnet wird, so ist der Druck, den die Scheidewand von oben nach unten auszuhalten hat, Bh'. Den-

ken wir uns nun die Scheidewand wieder weg, ſo wird die Waſſerſchicht, welche an ihre Stelle tritt, von der einen Seite den Druck Bh, von der andern aber den Druck Bh' auszuhalten haben. Es wird nothwendig Bewegung entſtehen, ſobald nicht $h = h'$; Gleichgewicht kann alſo nur dann ſtattfinden, wenn h wirklich $= h'$ iſt, d. h. wenn der Spiegel der Flüſſigkeit in beiden Gefäßen gleich hoch iſt.

Wenn die Flüſſigkeiten in beiden Gefäßen ungleiche Dichtigkeit haben, ſo liegt der Spiegel in beiden nicht gleich hoch.

Es befinde ſich z. B. in dem einen Rohre, Fig. 103, Waſſer, in dem andern aber Queckſilber; die Flüſſigkeiten ſollen ſich in g berühren. Unter der Horizontalebene von g befindet ſich nur Queckſilber, welches für ſich vollkommen im Gleichgewicht iſt. Es hat alſo die Queckſilberſäule über h der Waſſerſäule über g das Gleichgewicht zu halten, und damit dies wirklich der Fall ſey, müſſen ſich die Höhen der Säulen natürlich umgekehrt verhalten, wie die ſpecifiſchen Gewichte der Flüſſigkeiten, d. h. die Waſſerſäule muß nahe 14mal ſo hoch ſeyn als die Queckſilberſäule, weil das ſpecifiſche Gewicht des Waſſers faſt 14mal geringer iſt als das des Queckſilbers.

Fig. 103.



Was man auch für verſchiedene Flüſſigkeiten anwenden mag, immer müſſen ſich die Höhen der Säulen umgekehrt wie ihre ſpecifiſchen Gewichte verhalten. So hält z. B. eine 8 Zoll hohe Säule von concentrirter Schwefelſäure einer Waſſerſäule von 14,8 Zollen, und eine 8 Zoll hohe Säule von Schwefeläther einer Waſſerſäule von 5,7 Zollen das Gleichgewicht.

37 Man ſieht oft, daß ſchwere Körper ſich in einem der Richtung der Schwere entgegengeſetzten Sinne bewegen: Kork und Holz z. B. ſteigen in die Höhe, wenn ſie in Waſſer getaucht werden; ebenſo ſteigt Eiſen in Queckſilber und der Luftballon in der Luft in die Höhe. Alle dieſe Erſcheinungen gründen ſich auf ein Princip, welches unter dem Namen des archimediſchen Princips bekannt iſt, weil es von Archimedes entdeckt wurde.

Dies Princip kann ſo ausgedrückt werden: Ein Körper, welcher in eine Flüſſigkeit eingetaucht iſt, verliert von ſeinem Gewichte gerade ſo viel, als die aus der Stelle vertriebene Flüſſigkeit wiegt. Oder richtiger geſagt: Wenn ein Körper in eine Flüſſigkeit eingetaucht iſt, ſo wird ein Theil ſeines Gewichtes von der Flüſſigkeit getragen, welcher dem Gewichte der aus der Stelle getriebenen Flüſſigkeit gleich iſt.

Man kann ſich von der Richtigkeit dieſes Princips durch eine einfache

Betrachtung überzeugen. Irgend ein gerades Prisma sey vertikal in die

Fig. 104.

Flüssigkeit eingetaucht, wie es beistehende Figur zeigt, so ist jeder Druck auf die Seiten des Prismas durch einen gleichen und entgegengesetzten aufgehoben, die obere Fläche aber erleidet den Druck einer Flüssigkeitssäule, welche mit dem Prisma gleiche Grundfläche und die Höhe h hat. Die untere Fläche dagegen wird von unten nach oben mit einer Kraft gedrückt, welche dem Gewichte einer Flüssigkeitssäule von derselben Basis und der Höhe h' gleich ist. Die Höhen h und h' differiren aber gerade um die Höhe des Prismas, und somit ist klar, daß der Druck auf die untere Fläche den auf die obere um das Gewicht einer Flüssigkeitssäule übertrifft, welche dem Volumen des Prismas gleich ist. Da aber nun dieser Ueberschuß des Drucks nach oben der Schwere des Körpers selbst entgegenwirkt, so wird offenbar die Wirkung der Schwerkraft des Körpers auf die angegebene Weise vermindert.

Es sey z. B. die Basis jenes Prismas 1 Quadratcentimeter, seine Höhe 10^{cm}, die obere Fläche befinde sich 3^{cm} unter dem Niveau des Wassers, so hat die obere Fläche den Druck einer Wassersäule von 1 Quadratcentimeter Grundfläche und 3^{cm} Höhe, also das Gewicht von 3 Kubikcentimetern Wasser, d. h. 3 Grammen, zu tragen. Die untere Fläche ist aber 13^{cm} unter dem Wasserspiegel, sie hat also einen von unten nach oben wirkenden Druck auszuhalten, welcher gleich dem Gewichte einer Wassersäule von 1 Quadratcentimeter Basis und 13^{cm} Höhe ist, also 13 Gramme beträgt. Zieht man von diesen 13 Grammen die Größe des Drucks von 3 Grammen ab, welcher auf die obere Fläche nach unten drückt, so bleiben 10 Gr. für die Kraft, mit welcher das Prisma durch den Druck des Wassers nach oben getrieben wird. 10 Gramme aber ist das Gewicht einer Wassersäule, welche mit dem Prisma gleiches Volumen hat. Bestünde dieses Prisma aus Marmor, so würde es 27 Gramme wiegen, in Wasser eingetaucht hat es aber einen nach oben gerichteten Druck von 10 Gr. auszuhalten, folglich wird es sich im Wasser gerade so verhalten, als ob es 10 Gramme leichter geworden wäre.

Nehmen wir statt eines solchen Prismas ein Bündel von mehreren, so

Fig. 105.

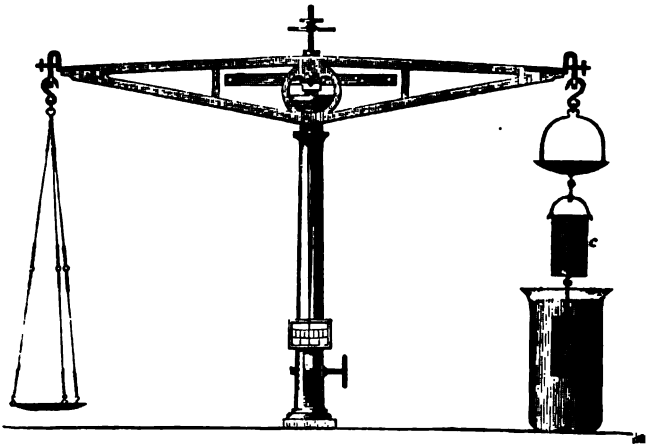
ist klar, daß jedes einzelne Prisma durch das Eintauchen in Wasser von seinem Gewichte so viel verliert, als ein gleiches Volumen Wasser wiegt, folglich ist auch der Gewichtsverlust, welchen der ganze, aus mehreren Prismen zusammengesetzte Körper erleidet, gleich dem Gewichte einer Wassermasse, deren Volumen dem Gesammtvolumen aller Prismen gleich ist. Da man sich aber einen jeden Körper in eine Menge solcher vertikal stehender Prismen von sehr

kleinem Durchmeſſer zerlegt denken kann, ſo läßt ſich unſer Schluß auf beliebigen Körper ausdehnen.

Ein ganz anderes Raiſonnement führt uns zu demſelben Reſ Denken wir uns, der Raum, den der in Waſſer eingetauchte Körpe nimmt, ſey ſelbſt mit Waſſer angefüllt, ſo wird dieſer Waſſerkörper i übrigen Waſſermaſſe ſchweben, er wird nicht ſteigen und nicht ſi Denken wir uns nun den Waſſerkörper durch einen andern erſetzt, d gleichem Volumen gleiches Gewicht mit dem Waſſerkörper hat, ſo auch dieſer ſchweben, ſein ganzes Gewicht wird alſo durch das Waſſ welchem er eingetaucht iſt, getragen, und ſomit iſt klar, daß allgemei dem Gewichte eines jeden in Waſſer eingetauchten Körpers ein durch das Waſſer getragen wird, welcher dem Gewichte des verdrä Waſſers gleich iſt.

Von der Wahrheit des Archimediſchen Princips kann man ſich direct durch den Verſuch überzeugen. An der einen Wagſchale ein wöhnlichen Wage iſt ein hohler Cylinder *c* angehängt, an welchem n ein maſſiver Cylinder *p* hängt, welcher genau die Höhlung des obern füllt. Auf die andere Wagſchale legt man nun ſo viel Gewichte, daſ

Fig. 106.



Gleichgewicht hergeſtellt iſt. Taucht man aber nun den Cylinder Waſſer, ſo verliert *p* dadurch einen Theil ſeines Gewichtes, das Glei wicht iſt alſo geſtört; um es von Neuem wieder herzuſtellen, braucht nur den Cylinder *c* voll Waſſer zu gießen, was offenbar zeigt, d durch das Eintauchen in Waſſer gerade ſo viel an Gewicht verloren als das Waſſer wiegt, welches den Cylinder *c* ausfüllt. Das Vol des in *c* befindlichen Waſſers iſt aber dem Volumen des Waſſers g

welches der Cylinder *p* aus der Stelle treibt; mithin iſt der Gewichtsverluſt von *p* gleich dem Gewichte des aus der Stelle vertriebenen Waſſers.

Wie wir vorher geſehen haben, würde Alles in Gleichgewicht ſeyn, wenn man einen ins Waſſer eingetauchten Körper ſelbſt in Waſſer verwandeln könnte. Dieſer Waſſerkörper aber würde auch vollkommen im Gleichgewicht bleiben, wie man ihn auch um ſeinen Schwerpunkt drehen mag. Der von unten nach oben wirkende Druck der umgebenden Flüſſigkeit iſt demnach eine Kraft, deren Angriffspunkt mit dem Schwerpunkte des gedachten Waſſerkörpers zuſammenfällt. Dieſer Punkt mag Mittelpunkt des Druckes (der Flüſſigkeit) heißen.

Wenn nun ſtatt des gedachten Waſſerkörpers irgend ein anderer Stoff, z. B. Kork, Marmor, Eiſen u. ſ. w. wieder ſeinen Raum einnimmt, ſo wird der Druck, den dieſer Körper von der umgebenden Waſſermaſſe auszuhalten hat, genau derſelbe ſeyn, welchen der gedachte Waſſerkörper hätte aushalten müſſen. Ein in Waſſer eingetauchter Körper iſt demnach der Wirkung zweier Kräfte unterworfen, deren Größe und Angriffspunkt wir nun kennen. Die erſte Kraft iſt die Schwere des Körpers, welche von oben nach unten wirkt, und deren Angriffspunkt der Schwerpunkt des Körpers iſt; die zweite Kraft, welche von unten nach oben wirkt, iſt gleich dem Gewichte des aus der Stelle vertriebenen Waſſers, und ihr Angriffspunkt der Schwerpunkt dieſer Waſſermaſſe. Wenn ein vollſtändig untergetauchter Körper vollkommen homogen iſt, ſo fällt ſein Schwerpunkt mit dem Schwerpunkte der vertriebenen Waſſermaſſe zuſammen.

Der nach oben wirkende Druck der Flüſſigkeit wird mit dem Namen Auftrieb bezeichnet.

Bedingungen des Gleichgewichts untergetauchter Körper. 38

Wenn ein durchaus homogener Körper in einer Flüſſigkeit untergetaucht ſich in derſelben ſchwebend erhalten ſoll, ſo iſt weiter nichts nöthig, als daß ſein Gewicht dem Gewichte der aus der Stelle vertriebenen Flüſſigkeit vollkommen gleich ſey, die Stellung des Körpers iſt dabei völlig gleichgültig; wir haben hier den Fall eines indifferenten Gleichgewichtes. Um dies durch den Verſuch zu zeigen, bilde man einen Körper von beliebiger Form aus einer Maſſe, die aus 1 Gewichtstheile feingepulverten Zinnobers auf 225 Gewichtstheile weißen Wachſes beſteht. Beide Beſtandtheile müſſen ſchörig durcheinander gearbeitet ſeyn, damit die Maſſe die nöthige Gleichförmigkeit hat. Ein aus dieſer Maſſe gebildeter Körper wird im Waſſer ſchweben, und zwar in jeder beliebigen Stellung im Gleichgewicht bleiben. In Weingeiſt ſinkt er unter, in einer Salzlöſung ſteigt er in die Höhe und ſchwimmt an der Oberfläche.

Wenn der eingetauchte Körper nicht homogen iſt, ſo daß der Schwerpunkt des Körpers nicht mit dem Schwerpunkte des vertriebenen Waſſers

zuſammenfällt, ſo kann er allerdings noch in der Flüſſigkeit ſchweben, wenn ſein Totalgewicht gerade dem Gewichte des vertriebenen Waſſers gleich iſt, jedoch iſt er nur dann im Gleichgewicht, wenn der Schwerpunkt des Körpers und der Schwerpunkt des vertriebenen Waſſers in einer Vertikallinie liegen; ſtabil iſt aber das Gleichgewicht nur dann, wenn der Schwerpunkt des Körpers die tiefſte Stellung einnimmt.

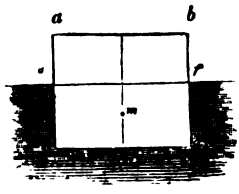
Fig. 107.

Ein ſolches Schweben läßt ſich leicht mit Hülfe des Apparates Fig. 107 hervorbringen; die hohle Glaskugel *l* iſt zum Theil mit Luft, zum Theil mit Waſſer gefüllt und hat unten eine kleine Oeffnung. Das ganze Gefäß iſt oben mit einer Blaſe verſchloſſen; wenn man auf dieſelben drückt, ſo wird etwas mehr Waſſer in die Kugel *l* hineingepreßt, ſie wird ſchwerer und ſinkt nieder; wenn der Druck nachläßt, dehnt ſich die Luft in der Kugel *l* wieder aus und treibt etwas Waſſer aus, die Kugel wird leichter und ſteigt; es iſt nun leicht, den Druck ſo zu modificiren, daß die Kugel gerade im Waſſer ſchwebt, ohne zu ſinken oder zu ſteigen.

39 **Bedingungen des Gleichgewichts ſchwimmender Körper.** Wenn ein Körper ſchwimmt, ſo iſt ſein ganzes Gewicht gleich dem Gewichte der Flüſſigkeitsmaſſe, welche der eingetauchte Theil verdrängt; die Bedingung der Stabilität ſchwimmender Körper iſt jedoch von der Bedingung der Stabilität bei untergetauchten Körpern verſchieden. Ein Schiff z. B., welches eine Million Kilogr. wiegt, iſt im Gleichgewichte, wenn es 1000 Kubikmeter Waſſer verdrängt, und wenn ſein Schwerpunkt und der Mittelpunkt des Waſſerdrucks in einer Vertikallinie liegen; es iſt jedoch zur Stabilität nicht nöthig, daß ſein Schwerpunkt unter dem Mittelpunkte des Drucks liegt; es iſt ſchon hinreichend, wenn er tiefer als ein anderer Punkt liegt, welcher den Namen Metacentrum führet. Die Lage des Metacentrums hängt von der Geſtalt des Schiffes ab, die Lage des Schwerpunkts von der Vertheilung der Ladung.

Wenn auch die allgemeine Beſtimmung des Metacentrums uns hier zu weit führen würde, ſo müſſen wir doch den Begriff feſtſtellen. Es ſey *abcd* (Fig. 108) der Querſchnitt eines eingetauchten Körpers, den wir der einfacheren Betrachtung wegen als ein längliches Rechteck annehmen wollen. Wenn der Körper in ſeiner Gleichgewichtslage ſchwimmt, ſo ſinkt er bis *ef* ein. Der Schwerpunkt der verdrängten Waſſermaſſe iſt in *m*, und der Schwerpunkt des Körpers liegt auf der durch *m* gezogenen Vertikallinie. Liegt er unter *m*, ſo ſchwimmt der Körper auf jeden

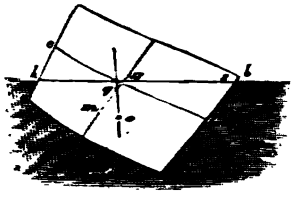
Fig. 108.



ziemlich stabil, denn wir haben ja einen Körper, der im Wasserpunkte m leichsam aufgehängt ist und dessen Schwerpunkt tiefer ist als der Aufhängepunkt, also ein Pendel, welches um die Gleichgewichtslage oscillirt.

Wenn der Körper aus der Gleichgewichtslage herausgebracht wird und in die Lage Fig. 109 kommt, so ist das Dreieck egh aus dem Wasser emporgehoben, gif dagegen untergetaucht; da aber die Quantität des verdrängten Wassers immer dieselbe seyn muß, welche Lage auch der Körper haben mag, so folgt, daß $egh = gif$. Nun aber ist die Gestalt des untergetauchten Theiles eine andere als vorher, begreiflicherweise befindet sich also auch der Schwerpunkt

Fig. 109.



des verdrängten Wassermasse nicht mehr in m, sondern in einem andern Punkte o, dessen Lage für jeden speciellen Fall besonders zu ermitteln ist. Denken wir uns nun durch o ein Perpendikel gezogen, so wird es das in der Gleichgewichtslage durch m gezogene Perpendikel in einem Punkte q finden, und dieser Punkt ist das Metacentrum. Sobald der Schwerpunkt des Körpers auf der Linie $m\,q$ nur tiefer als q liegt, wird das in diesem Schwerpunkte angreifende Gewicht des Körpers ihn um o so drehen, daß er wieder in die Gleichgewichtslage zurückkehrt. Der schwimmende Körper verliert seine Stabilität vollständig, sobald sein Schwerpunkt über dem Metacentrum liegt.

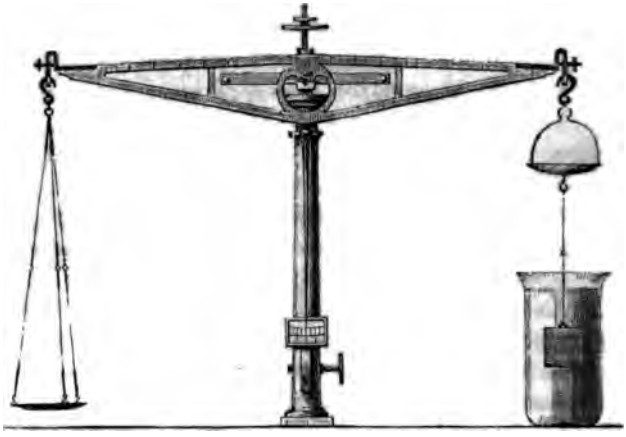
Der Körper schwimmt um so stabiler, je breiter der eingetauchte Theil ist und je tiefer der Schwerpunkt liegt.

Das Archimedische Princip giebt uns treffliche Mittel, das specifische 40
Gewicht fester und flüssiger Körper zu bestimmen. Um die Dichtigkeit eines festen Körpers zu berechnen, muß man sein absolutes Gewicht und das Gewicht eines gleichen Volumens Wasser kennen. In den meisten Fällen aber läßt sich das Volumen eines Körpers durch Ausmessung seiner Dimensionen entweder nur höchst schwierig, oder gar nicht ausmitteln. Nach dem Archimedischen Princip giebt uns ein einziger Versuch ohne Weiteres das Gewicht einer Wassermasse, welche mit dem zu bestimmenden Körper gleiches Volumen hat, wir haben nur seinen Gewichtsverlust beim Eintauchen in Wasser zu bestimmen.

Um diese Bestimmung mittelst einer Wage leicht ausführen zu können, wird an derselben eine kleine Veränderung angebracht, wodurch sie in eine sogenannte hydrostatische Wage umgewandelt wird. Man hängt nämlich statt der einen Wagschale eine andere an, welche nicht so weit herabhängt und an welcher sich unten ein Häkchen befindet, an welches der zu bestimmende Körper gehängt werden kann. Ist dies geschehen, so

kann man durch Auflegen von Gewichten auf die andere Wagſchale das abſolute Gewicht g des Körpers beſtimmen. Taucht man ihn nun in Waſſer ein, ſo muß man von dem aufgelegten Gewichte g einen Theil a wegnehmen, um das Gleichgewicht der Wage wieder herzuſtellen, a iſt alſo der

Fig. 110.



Gewichtsverluſt, welchen der Körper beim Eintauchen in Waſſer erleidet, folglich $\frac{g}{a}$ ſein ſpec. Gewicht.

41 **Nicholſon's Aräometer.** Zur Beſtimmung des ſpecifiſchen Gewichts feſter Körper kann ſtatt der Wage das Nicholſon'ſche Aräometer angewendet werden, welches Fig. 111 abgebildet iſt.

Fig. 111.

An einen hohlen Körper, C, von Meſſingblech, iſt unten eine kleine Schüſſel D gehängt, oben aber ein feines Stäbchen angebracht, welches einen Teller A trägt, auf welchen man kleinere Körper und Gewichte legen kann. In Waſſer eingetaucht ſchwimmt das Inſtrument, und zwar aufrecht, weil ſein Schwerpunkt durch Blei, welches in den untern Theil des hohlen Cylinders B eingegoſſen iſt, tief nach unten gerückt iſt. Das Inſtrument iſt ſo eingerichtet, daß der oberſte Theil des Körpers, B, noch aus dem Waſſer herausragt. Legt man nun den Körper, deſſen ſpecifiſches Gewicht man beſtimmen will, etwa ein Mineral, auf den Teller A, ſo ſinkt das Inſtrument weiter ein, und durch ferneres Auflegen von Tarirgewichten kann man es leicht dahin bringen, daß es genau bis zu einem Punkte O eingeſenkt iſt, welchen man

auf irgend eine Weise (gewöhnlich durch einen Feilstrich) auf dem Stäbchen markirt hat. Man nimmt nun das Material weg und legt statt dessen so viel Gewicht auf, bis das Instrument wieder genau bis O einsinkt. Hat man statt des Minerals n Milligramme auflegen müssen, so ist das Gewicht des Minerals gleich n Milligrammen.

Hat man auf diese Weise das absolute Gewicht des Minerals bestimmt, so werden die n Milligramme wieder weggenommen und der Körper in die Schüssel D gelegt. Das Instrument würde nun wieder bis O einsinken, wenn der in die Schüssel gelegte Körper nicht dadurch, daß er jetzt in Wasser eingetaucht ist, an Gewicht verlöre. Man wird also auf den Teller noch Gewichte, m Milligramme, auflegen müssen, damit das Instrument bis zur Marke eingetaucht ist. Man hat auf diese Weise das absolute Gewicht des Körpers n und das Gewicht eines gleichen Volumens Wasser m ermittelt; das gesuchte specifische Gewicht ist also $\frac{n}{m}$.

Es sey z. B. das specifische Gewicht eines Diamanten zu bestimmen. Man hat ihn auf den Teller gelegt und so viel Tarirgewicht zugefügt, daß das Instrument bis O einsinkt. Nachdem der Diamant weggenommen worden, hatte man statt seiner 1,2 Gramme aufzulegen, damit das Aräometer eben so weit einsank; es beträgt also sein absolutes Gewicht 1,2 Gr. Diese werden wieder weggenommen und der Diamant ins Körbchen gelegt; um es nun wieder dahin zu bringen, daß das Instrument bis O einsinkt, muß man noch 0,34 Gramme auf den Teller legen; das Gewicht eines dem Diamanten gleichen Wasservolumens ist also 0,34 Gramm, und das verlangte specifische Gewicht $\frac{1,2}{0,34} = 3,53$.

Auch das specifische Gewicht von Flüssigkeiten kann man mit dem Nicholson'schen Aräometer bestimmen. Da das Instrument stets so weit einsinkt, daß das Gewicht desselben sammt den Gewichten auf dem Teller der verdrängten Flüssigkeitsmasse gleich ist, so kann man mit Hülfe dieses Instruments ausmitteln, wie viel ein bestimmtes Volumen der Flüssigkeit wiegt. Dazu ist aber nöthig, daß man das Gewicht des Instrumentes selbst kennt; wir wollen es mit n bezeichnen. Wenn es, in Wasser eingetaucht, bis O einsinken soll, so muß noch Gewicht zugelegt werden. Bezeichnen wir dies Zulaggewicht mit a, so ist $n + a$ das Gewicht der verdrängten Wassermenge.

Taucht man nun das Instrument in eine andere Flüssigkeit, so wird man irgend ein anderes Gewicht b anstatt a auflegen müssen, um ein Einsinken bis O zu bewerkstelligen; b wird größer seyn als a, wenn die Flüssigkeit schwerer, kleiner als a, wenn sie leichter ist als Wasser. Das Ge-

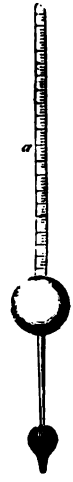
wicht der verdrängten Flüſſigkeit iſt $n + b$; das Volumen derſelben iſt aber genau ſo groß als das der Waſſermenge, deren Gewicht $n + a$ iſt, weil ja das Aräometer in beiden Fällen gleich tief eingeſunken iſt.

Das Inſtrument wiege z. B. 70 Gramme; muß man 20 Gramme auflegen, damit es in Waſſer, 1,37 Gr., damit es in Weingeiſt bis O einſinkt, ſo iſt das ſpecifiſche Gewicht des Weingeiſtes $\frac{70 + 1{,}37}{70 + 20} = 0{,}793$.

Dieſes Aräometer iſt um ſo empfindlicher, je dünner das Stäbchen im Vergleich zum eingetauchten Volumen iſt.

Mit dieſem Aräometer das ſpecifiſche Gewicht von Flüſſigkeiten zu beſtimmen, iſt immer etwas umſtändlich. Man könnte eben ſo ſchnell mit Hülfe der Wage nach dem oben angegebenen Verfahren mit weit größerer Genauigkeit zum Ziele kommen. In vielen Fällen des praktiſchen Lebens aber kommt es darauf an, ſchnell durch ein möglichſt einfaches Verfahren das ſpecifiſche Gewicht einer Flüſſigkeit auszumitteln, um daraus auf die Qualität einer Flüſſigkeit zu ſchließen. In ſolchen Fällen reicht es aber vollkommen hin, das ſpecifiſche Gewicht bis auf zwei Decimalſtellen genau zu finden; man erreicht dies am ſchnellſten durch die Scalenaräometer, die wir ſogleich näher betrachten wollen.

Fig. 112.



42 **Scalenaräometer.** Durch das Nicholſon'ſche Aräometer wurde das ſpecifiſche Gewicht einer Flüſſigkeit aus der Vergleichung des abſoluten Gewichtes gleicher Volumina abgeleitet. Der Gebrauch der Scalenaräometer aber gründet ſich darauf, daß bei gleichem abſoluten Gewichte die ſpecifiſchen Gewichte ſich umgekehrt verhalten wie die Volumina.

Es ſtellt Fig. 112 ein Scalenaräometer dar. In der Regel beſtehen ſie aus einer cylindriſchen Glasröhre, welche unten erweitert iſt, wie man in der Abbildung ſieht. In der unteren Kugel befindet ſich etwas Queckſilber, wodurch nur bezweckt wird, daß das Inſtrument aufrecht ſchwimmt. Denken wir uns das Inſtrument im Waſſer ſchwimmend, ſo iſt das Gewicht des verdrängten Waſſers dem Gewichte des Inſtrumentes gleich. Senken wir es nun in eine andere Flüſſigkeit, ſo wird es tiefer oder weniger tief einſinken, je nachdem die Flüſſigkeit leichter oder ſchwerer iſt als Waſſer. Geſetzt, das Aräometer wiege 10 Gr., ſo wird es, in Waſſer ſchwimmend, 10 Kubikcentimeter verdrängen. Taucht man es in Weingeiſt, ſo wird es ſo tief einſinken, daß die verdrängte Weingeiſtmenge auch 10 Gramme wiegt. Aber 10 Gramme Weingeiſt nehmen einen größeren Raum ein als 10 Gramme Waſſer, das Inſtrument muß alſo tiefer einſinken, und zwar ſo, daß das in Weingeiſt

eingesenkte Volumen sich zu dem in Wasser eingesenkten umgekehrt verhält wie die specifischen Gewichte dieser Flüssigkeiten.

Man begreift nun wohl, daß, wenn die Röhre zweckmäßig getheilt ist, man aus einer einzigen leicht anzustellenden Beobachtung das specifische Gewicht einer Flüssigkeit ermitteln kann. Unter allen Scalen, welche man auf Aräometern angebracht hat, ist unstreitig die von Gay-Lussac angegebene die einfachste und zweckmäßigste; wir wollen deshalb diese zuerst betrachten.

Denken wir uns an einem Aräometer denjenigen Punkt a der Röhre bezeichnet, bis zu welchem das Instrument in Wasser einsinkt, alsdann auf der Röhre, von diesem Punkte ausgehend, eine Reihe von Theilstrichen so angebracht, daß das Volumen eines Röhrenstücks, welches zwischen je zwei solcher Theilstriche fällt, $1/100$ von dem in Wasser einsinkenden Volumen ist. Nehmen wir z. B. an, das Volumen desjenigen Theils des Aräometers, welcher im Wasser untergetaucht ist, betrüge gerade 10 Kubikcentimeter, so müßte das Volumen des Röhrenstücks, welches zwischen je zwei Theilstriche fällt, 0,1 Kubikcentimeter betragen.

Der Wasserpunkt a wird mit 100 bezeichnet und die Theilung von unten nach oben gezählt. Die auf diese Weise getheilten Aräometer werden mit dem besonderen Namen Volumeter bezeichnet.

Gesetzt, das Aräometer sänke in irgend einer Flüssigkeit bis zum Theilstrich 80 der Volumeterscale ein, so weiß man dadurch, daß 80 Volumentheile dieser Flüssigkeit so viel wiegen wie 100 Volumentheile Wasser; das specifische Gewicht dieser Flüssigkeit verhält sich also zu dem des Wassers wie 100 zu 80, es ist also $\frac{100}{80}$ oder 1,25.

Wäre das Volumeter in einer andern Flüssigkeit bis zum Theilstrich 116 der Volumeterscala eingesunken, so finden wir nach derselben Schlußweise, daß das specifische Gewicht dieser Flüssigkeit $\frac{100}{116} = 0{,}862$ ist.

Kurz, wenn das Volumeter in einer Flüssigkeit bis zu einem bestimmten Punkte y der Scala einsinkt, so findet man das specifische Gewicht s der Flüssigkeit, wenn man die Zahl des beobachteten Scalenpunktes in 100 dividirt, d. h. es ist $s = \frac{100}{y}$.

Die Genauigkeit eines solchen Instrumentes ist um so größer, je größer die Entfernung eines Theilstriches vom andern, je dünner also die Röhre im Vergleich zu dem Volumen des ganzen Instrumentes ist. Damit jedoch die Röhre nicht gar zu lang wird, macht man kein Volumeter, welches für alle Flüssigkeiten anwendbar ist, sondern solche, welche entweder nur für leichtere, oder nur für schwerere Flüssigkeiten gebraucht werden kön-

nen. Bei den erſteren befindet ſich der mit 100 bezeichnete Waſſerpunkt nahe am untern, bei den letzteren aber nahe am obern Ende der Röhre.

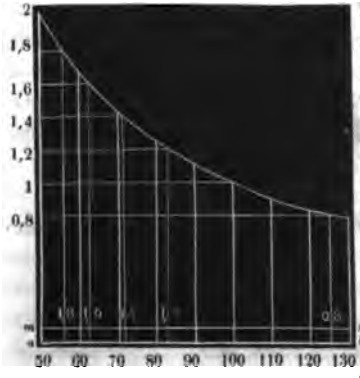
Bevor man die Theilung aufträgt, hat man erſt durch Vermehrung oder Verminderung der Queckſilbermaſſe in der Kugel das Inſtrument ſo zu reguliren, daß es in Waſſer bis zu einem entweder nahe am untern oder obern Ende der Röhre gelegenen Punkte einſinkt. Iſt dies geſchehen, ſo hat man einen zweiten Punkt der Scala zu beſtimmen, und dies geſchieht auf folgende Art.

Das Inſtrument ſey für ſchwere Flüſſigkeiten beſtimmt, alſo der Waſſerpunkt am obern Ende der Röhre. Man verſchafft ſich eine Flüſſigkeit, deren ſpecifiſches Gewicht genau 1,25 iſt; eine ſolche Flüſſigkeit läßt ſich leicht durch Miſchen von Waſſer und Schwefelſäure erhalten und ihr ſpecifiſches Gewicht mit Hülfe der Wage prüfen. In dieſe Flüſſigkeit taucht man nun das Inſtrument und merkt ſich den Punkt, bis zu welchem es einſinkt. Das ſpecifiſche Gewicht, 1,25, entſpricht aber dem Theilſtrich 80 der Volumeterſcala; dieſer zuletzt markirte Punkt iſt alſo mit 80 zu bezeichnen, der Zwiſchenraum zwiſchen ihm und dem Waſſerpunkte in 20 gleiche Theile zu theilen und dieſe Theilung auch noch unterhalb des Punktes 80 fortzuſetzen.

Iſt das Volumeter für leichtere Flüſſigkeiten beſtimmt, alſo der Punkt 100 am untern Ende der Röhre, ſo findet man einen zweiten Punkt der Scala, indem man das Inſtrument in eine Miſchung von Waſſer und Weingeiſt taucht, deren ſpecifiſches Gewicht genau 0,8 iſt. Das ſpecifiſche Gewicht 0,8 entſpricht dem Theilſtrich 125, man hat alſo den Raum zwiſchen dieſem Theilſtriche und dem Waſſerpunkte in 25 gleiche Theile zu theilen.

In der Regel iſt die Theilung auf einen Papierſtreifen gemacht und in dem Innern der Röhre befeſtigt.

Fig. 113.



Die Relation, welche zwiſchen den verſchiedenen Scalenpunkten des Volumeters und dem ſpecifiſchen Gewichte beſteht, läßt ſich ſehr gut durch beiſtehende graphiſche Darſtellung überſehen. Die Linie *a b* ſtellt uns eine Volumeterſcala dar, welche von dem Theilſtriche 50 bis zum Theilſtriche 130 geht. In jedem der von 10 zu 10 fortſchreitenden Theilpunkte iſt ein Perpendikel errichtet und auf dieſem eine dem entſprechenden ſpecifiſchen Gewichte proportionale Länge aufgetragen. So iſt z. B. das im Punkte 100 aufgetragene Per-

pendikel gleich 1, das in 50 errichtete 2, das in 120 errichtete 0,83 u. ſ. w. Es iſt natürlich ganz gleichgültig, welche Einheit man beim Auftragen dieſer Perpendikel wählt.

Die Gipfelpunkte dieſer Perpendikel ſind durch eine Curve verbunden, und dieſe iſt es, welche uns das Geſetz verſinnlicht, durch welches die Scalenpunkte und die entſprechenden ſpecifiſchen Gewichte verbunden ſind. Die Curve wird um ſo ſteiler, je mehr ſie ſich dem untern, nach *a* hin liegenden Theile der Barometerſcala nähert. Daraus geht aber klar hervor, daß die Differenz der beiden in 60 und 70 errichteten Perpendikel größer ſeyn muß als die Differenz der Perpendikel, welche in den eben ſo weit von einander entfernten Punkten 120 und 130 errichtet ſind; oder allgemein: daß einer gleichen Anzahl Volumetergrade am untern Ende der Volumeterſcala eine größere Differenz der ſpecifiſchen Gewichte entſpricht als am obern Theile. Es geht auch ferner daraus hervor, daß, wenn die Theilpunkte der Scala gleichen Differenzen der ſpecifiſchen Gewichte entſprechen ſollten, die Entfernung zweier Theilſtriche am obern Ende der Scala größer ſeyn müßte als am untern.

Eine zweite rationelle Theilungsart der Aräometerſcala, welche ebenfalls von Gay-Luſſac angegeben, früher aber ſchon von Briſſon und G. G. Schmidt ausgeführt wurde, iſt diejenige, welche unmittelbar die ſpecifiſchen Gewichte angeben ſoll. Die Beziehung dieſer Scala zur Volumeterſcala läßt ſich leicht überſehen. Trägt man auf einen der Perpendikel, Fig. 113, die Höhen 0,8, 1, 1,2, 1,4, 1,6 u. ſ. w. auf, zieht man dann in dieſer Höhe wagerechte Linien bis zum Durchſchnitt mit der Curve, und von dieſen Durchſchnittspunkten wieder vertikal herunter bis zur Linie, welche die Volumeterſcala repräſentirt, oder, wie es in unſerer Figur der Fall iſt, bis zu einer Linie *m n*, welche etwas über derjenigen der Volumeterſcala liegt, ſo erhalten wir die Scalenpunkte, welche den ſpecifiſchen Gewichten 1,8, 1,6, 1,4 u. ſ. w. bis 0,8 entſprechen. Wir ſehen aber, wie hier die Scalentheile ungleich ſind, wie ſie von dem untern Theile nach dem obern hin wachſen.

Wir haben hier nur die Conſtruction dieſer Scala für die Punkte von 20 zu 20 Procent des ſpecifiſchen Gewichts angegeben. Beabſichtigt man auf dieſe Weiſe wirklich eine ſolche Scala zu conſtruiren, ſo muß die Figur in größerm Maaßſtabe ausgeführt ſeyn, und es müſſen die Punkte wenigſtens von 5 zu 5 Procent des ſpecifiſchen Gewichts geſucht werden. Die ſo erhaltenen Zwiſchenräume kann man dann ohne merklichen Fehler in gleiche Theile theilen.

Schmidt hat eine andere Conſtructionsmethode für dieſe Scalen angegeben. Obgleich man nun mit Aräometern dieſer Art direct das ſpecifiſche Gewicht finden kann, ſo hat doch das Volumeter große Vorzüge. Vor

allen Dingen iſt die Verfertigung der Volumeterſcala ungleich leich
gen der Gleichheit der Abtheilungen kann man mit größerer Gen
Unterabtheilungen der Scalentheile ſchätzen, und dann iſt die Re
welche auszuführen iſt, um nach der Volumeterſcala das ſpecifiſche
zu erfahren, ſo ungemein einfach, daß dieſe kleine Rechnung gew
als ein Nachtheil des Volumeters geltend gemacht werden kann.

Im praktiſchen Leben iſt es nicht direct der Zweck, das ſpecifiſ
wicht einer Flüſſigkeit zu erfahren, ſondern man will den Concentr
grad einer Salzlöſung, die Miſchungsverhältniſſe einer Flüſſigkeit
lernen. Dieſe ſtehen nun freilich mit dem ſpecifiſchen Gewichte in
Beziehung, ſo daß, wenn man mit Hülfe des Aräometers das ſp
Gewicht einer Flüſſigkeit ausgemittelt hat, man daraus auch auf
tur der Flüſſigkeit ſchließen kann. Man hat jedoch für ſolche Flüſſi
welche in der Praxis häufig vorkommen, beſondere Aräometer co
welche unmittelbar die Miſchungsverhältniſſe angeben; wir wollen h
eins der wichtigſten, nämlich das Alkoholometer, näher betrach

Das Alkoholometer dient zur Beſtimmung des Alkoholgehalte
Miſchung von Waſſer und Weingeiſt.

Das ſpecifiſche Gewicht des Alkohols iſt 0,793, wenn man d
Waſſers als Einheit annimmt; eine Miſchung von Waſſer und ab
Alkohol wird alſo eine Dichtigkeit haben, welche zwiſchen 1 und
fällt und ſich mehr der einen oder der andern Gränze nähert, je n
die Miſchung mehr Waſſer oder mehr Alkohol enthält. Die Dic
der Miſchung weicht jedoch von dem arithmetiſchen Mittel ab, welch
aus den Miſchungsverhältniſſen berechnet.

Fig. 114. Der Grund dieſer Abweichung liegt darin, daß, wen
Waſſer und Weingeiſt miſcht, eine Contraction ſtattfind
wir erſt durch einen Verſuch anſchaulich machen wollen.

Man gieße eine Glasröhre, welche ungefähr eine Län
30 Zoll hat, halb voll Waſſer und fülle die andere Häl
Weingeiſt (für Vorleſungen iſt gefärbter Weingeiſt zu e
len), ſo werden ſich die Flüſſigkeiten nicht miſchen; der
geiſt ſchwimmt auf dem Waſſer. Nachdem das offene
durch einen Korkſtöpſel feſt verſchloſſen worden iſt, ſo daß
aus keine Flüſſigkeit entweichen kann, kehrt man die Röh
und nun wird durch das Sinken des Waſſers alsbald ein
ſchung der Flüſſigkeiten vor ſich gehen. Hat die Miſchun
ſtändig ſtattgefunden, ſo ſieht man, daß die vorher gan
Röhre nicht mehr ganz angefüllt iſt, es hat ſich ein leerer
gebildet, der in der Röhre eine Länge von ungefähr ½ Z
nimmt.

ſtehende Fig. 115 verſinnlicht das Geſetz der Contraction für die verſchiedenen Miſchungsverhältniſſe. Die in den verſchiedenen Punkten der horizontalen Baſis des Parallelogramms errichteten und bis zur obern Seite deſſelben durchgehenden Perpendikel ſtellen die Summe der gemiſchten Volumina dar, und zwar derjenige Theil, welcher in den ſchattirten Raum fällt, das Volumen des Waſſers, das in den obern, nicht ſchattirten Raum fallende Stück eines ſolchen Perpendikels das Volumen des zugegoſſenen Weingeiſtes. So iſt z. B. das im Punkte 20 der Abſciſſenlinie errichtete Perpendikel durch die Diagonale des Parallelogramms in zwei Theile getheilt, daß $^8/_{10}$ ſeiner ganzen Länge in den ſchat-, aber in den weißen Raum fallen; es entſpricht alſo dem Fall, 80 Proc. Waſſer mit 20 Proc. Weingeiſt miſcht. In dieſem nimmt die Miſchung ein Volumen ein, welches nur 0,982 von ne der gemiſchten Volumina iſt, deshalb iſt auf dieſem Perpen- unten an gerechnet, die Länge 0,982 aufgetragen (wenn man die ige der Perpendikel als Einheit nimmt). So iſt im Punkte 60 0,965 aufgetragen, weil ſich 40 Procent Waſſer, mit 60 Pro- igeiſt vermiſcht, auf 0,965 der Summe der gemiſchten Volumina iziehen u. ſ. w. Die über jedem Perpendikel ſtehenden Zahlen jeden Fall den genauen Werth des Volumens nach der Miſchung die Summe der gemiſchten Volumina 1000 iſt. Ueber die, auf hiedenen Perpendikeln nach der angegebenen Weiſe markirten ſt eine Curve gezogen. Die vertikale Entfernung eines jeden Punktes dieſer Curve von der obern horizontalen Linie ſtellt die Größe der Contraction dar.

Fig. 115.

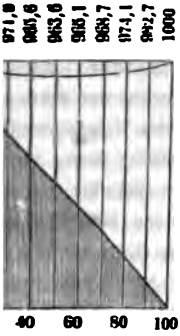
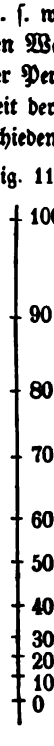


Fig. 116.

Aus dieſen Betrachtungen folgt, daß das ſpecifiſche Gewicht einer Miſchung von Waſſer und Weingeiſt ſtets größer ſeyn muß als das berechnete arithmetiſche Mittel. In Fig. 116 iſt 0,793 die Länge des im Punkte 100 errichteten Perpendikels, wenn man die Länge des im Punkte 0 errichteten zur Einheit nimmt. Erſteres repräſentirt das ſpecifiſche Gewicht des abſoluten Alkohols, letzteres das des Waſſers. Verbindet man die Gipfelpunkte dieſer beiden äußerſten Perpendikel durch eine gerade

Linie, errichtet man alsdann in den Punkten 90, 80, 70 u. ſ. w. der Abſciſſenlinie Perpendikel, welche bis zu dieſer geraden Linie gehen, ſo würde die Länge dieſer Perpendikel das ſpec. Gew. einer Miſchung von 90, 80, 70 u. ſ. w. Volumentheilen Weingeiſt mit 10, 20, 30 u. ſ. w. Volumentheilen Waſſer darſtellen, wenn keine Contraction ſtattfände. Auf jedem dieſer Perpendikel iſt aber eine Länge aufgetragen, welche der wahren Dichtigkeit der Miſchung entſpricht. Die Curve, welche die Gipfelpunkte der verſchiedenen Perpendikel verbindet, ſtellt uns das Geſetz dar, nach welchem ſich die Dichtigkeit einer Miſchung von Waſſer und Weingeiſt ändert, wenn der Alkoholgehalt von 0 bis 100 Procent variirt.

Fig. 117.



Die über jedem Perpendikel ſtehende Zahl giebt den genauen Zahlenwerth des ſpecifiſchen Gewichtes der entſprechenden Miſchung an.

Wenn man nun an einer Aräometerröhre diejenigen Punkte markirt, welche den ſpecifiſchen Gewichten 0,793, 0,828, 0,857 . . . . 0,976, 0,985 und 1 entſprechen und mit den Zahlen 100, 90, 80 . . . . 20, 10, 0 bezeichnet, wenn man ferner, was ohne merklichen Fehler geſchehen kann, den Raum zwiſchen je zwei dieſer Punkte in 10 gleiche Theile theilt, ſo erhält man ein Procent-Aräometer für Weingeiſt, d. h. ein Aräometer, an welchem man unmittelbar ableſen kann, wie viel Volumenprocente Alkohol in einer Miſchung von Waſſer und Weingeiſt ſich befinden. Solche Alkoholometer wurden in Frankreich nach Gay-Luſſac's, in Deutſchland nach Tralles' Angaben ausgeführt und geſetzlich beſtimmt, daß der Alkoholgehalt des der Beſteuerung unterworfenen Branntweins, Weingeiſtes u. ſ. w. mit Hülfe dieſes Inſtrumentes ermittelt werden ſollte. Beiſtehende Scala, Fig. 117, zeigt die Hauptabtheilungen eines ſolchen Alkoholometers in ihrem richtigen Verhältniß. Man ſieht, wie ſich erwarten ließ, daß die Abtheilungen ungleiche Größe haben.

Das Volumeter kann das Alkoholometer recht gut erſetzen, wenn man nur eine Tabelle zur Hand hat, in welcher der Alkoholgehalt angegeben iſt, welcher den verſchiedenen Volumetergraden entſpricht.

Begreiflicher Weiſe kann man das Alkoholometer einzig und allein zu dem angegebenen Zwecke verwenden, für jede andere Flüſſigkeit iſt es völlig unbrauchbar. Auf ähnliche Weiſe, wie das Alkoholometer, hat man auch Aräometer conſtruirt, welche genau den Gehalt einer Säure, einer Salzlöſung u. ſ. w. angeben ſollen. Weil jedoch ein ſolches Inſtrument nur für eine einzige ſpecielle Flüſſigkeit brauchbar iſt, ſo wendet man beſſer ein für allemal das Volumeter an und ſucht den Gehalt, welcher dem beobachteten Volumetergrade entſpricht, in Tabellen, welche eigens zu dieſem Zwecke berechnet worden ſind.

Es bleiben jetzt nur noch die älteren Aräometerſcalen zu erwähnen, welche jedoch durchaus keinen wiſſenſchaftlichen Werth haben.

Beaumé beſtimmte außer dem Waſſerpunkte noch einen zweiten fixen Punkt dadurch, daß er das Inſtrument in eine Löſung von 1 Gewichtstheil Kochſalz in 9 Gewichtstheilen Waſſer tauchte. Den Raum zwiſchen dieſen beiden Punkten theilte er in 10 gleiche Theile, die er Grade nannte; die Theilung iſt auch noch jenſeits der beiden fixen Punkte fortgeſetzt. Für Flüſſigkeiten, welche ſchwerer ſind als Waſſer, iſt der Waſſerpunkt mit 0 bezeichnet, und die Grade werden nach unten gezählt. Für leichtere Flüſſigkeiten iſt der Waſſerpunkt mit 10 bezeichnet, und die Grade werden nach oben gezählt. Man ſieht wohl, daß man durch ein ſolches Inſtrument weder das ſpecifiſche Gewicht, noch den Gehalt einer Flüſſigkeit erfährt.

Cartier brachte an der Beaumé'ſchen Scala eine unweſentliche Veränderung an, er machte nämlich die Grade etwas größer, ſo daß + 15 ſeiner Grade gleich 16 Beaumé'ſchen ſind. Wenn er dadurch auch nichts genützt hat, ſo hat er doch wenigſtens ſeinen Namen verewigt, denn ſo werthlos ſeine Scala auch ſeyn mag, ſo iſt ſie doch ungemein verbreitet.

In Deutſchland hat ſich beſonders Meißner um die Aräometrie verdient gemacht, und ſein Werk: „Die Aräometrie in ihrer Anwendung auf Chemie und Technik. Wien, 1816,“ iſt wohl das vollſtändigſte, was die Litteratur über dieſen Gegenſtand aufzuweiſen hat. Seine Aräometer beſtehen aus einfachen cylindriſchen Glasröhren von 6 bis 8 Millimeter Durchmeſſer, ohne Erweiterung am untern Ende. Das untere Ende der Röhre iſt mit Schrotkörnern, die in Siegellack eingeſchmolzen ſind, ausgefüllt; im obern Theile befindet ſich die Scala.

Viertes Kapitel.

Molekularwirkungen zwiſchen feſten und flüſſigen Körpern, ſowie zwiſchen den einzelnen Theilchen der Flüſſigkeiten ſelbſt.

Wenn man das eine Ende eines Glasröhrchens in eine Flüſſigkeit ein- 43
taucht, ſo ſteht das Niveau der Flüſſigkeit im Röhrchen nie in gleicher Höhe mit dem Spiegel der Flüſſigkeit außerhalb. In Waſſer z. B. eingetaucht, erhebt ſich die Flüſſigkeitsſäule im Röhrchen (Fig. 118); wenn man hingegen das Glasröhrchen in Queckſilber eintaucht, ſo ſteht der Gipfel der Queckſilberſäule im Röhrchen tiefer (Fig. 119).

Fig. 118.

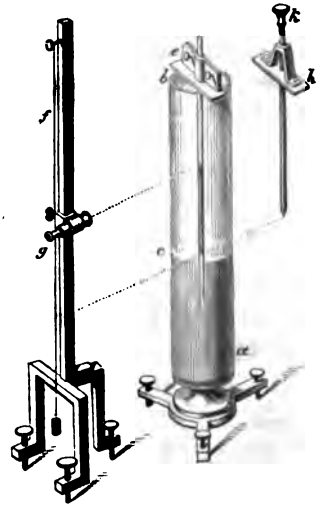
Fig. 119.

Dieſe Erſcheinungen der Hebung und Senkung werden mit dem Namen der Capillarerſcheinungen bezeichnet, die Kraft aber, welche ſie hervorbringt, heißt Capillarattraction, oder auch bloß Capillarität. Dieſe Kraft wirkt nicht bloß, um die Flüſſigkeit in Röhrchen zu heben oder zu ſenken, ſie wirkt überall, wo Flüſſigkeiten mit feſten Körpern, Flüſſigkeiten unter ſich, oder allgemein, wo die kleinſten Theilchen der ponderabeln Materie einander berühren.

44 **Die Höhen der gehobenen oder niedergedrückten Flüſſigkeitsſäulchen verhalten ſich umgekehrt wie die Durchmeſſer der Röhrchen.** Es iſt leicht, ſich durch den Verſuch davon zu überzeugen, daß die Höhendifferenz der Spiegel der Flüſſigkeit in und außer der Röhre um ſo größer iſt, je enger die Röhren ſind. Taucht man zwei Röhrchen, von denen das eine einen doppelt ſo großen Durchmeſſer hat als das andere, in Waſſer, ſo wird das Waſſer im engern doppelt ſo hoch ſteigen; taucht man ſie in Queckſilber, ſo wird im engern die Flüſſigkeit doppelt ſo viel niedergedrückt. Um jedoch dieſen Fundamentalſatz genügend zu begründen, iſt eine genaue Meſſung nöthig. Gay-Luſſac hat zu dieſem Zwecke folgenden Apparat angewandt.

In Fig. 120 ſtellt *a* eine weitere Glasröhre dar, die auf einen Fuß mit drei Stellſchrauben befeſtigt iſt. Die Flüſſigkeit, welche dieſes Rohr enthält, reicht bis *c*; das Haarröhrchen iſt in einem Plättchen *e* befeſtigt, welches auf dem Rande des Glasgefäßes aufliegt. Mittelſt einer kleinen vertikalen Klemme kann man das Röhrchen nach Belieben in die Höhe ziehen oder niederdrücken. Einige Zoll von dem Glasgefäße entfernt iſt ein vertikaler getheilter Stab *f* aufgeſtellt, an welchem ſich ein Fernrohr *g* mit einiger Reibung auf- und niederſchieben läßt. Zum feineren Einſtellen iſt es mit einer Mikrometerſchraube verſehen. Um die Höhe der flüſſigen Säule zu meſſen, ſtellt man das Fernrohr ſo ein, daß der horizontale Faden des Fadenkreuzes gerade den Gipfel der Flüſſigkeit im Röhrchen berührt. Alsdann rückt man die Platte *e* an den Rand des Gefäßes und ſetzt an ihre Stelle die Platte *h*; durch die Platte *h* geht nun ein oben mit einem Schraubengewinde verſehenes Stäb-

Fig. 120.



chen *k*, welches man ſo einſtellt, daß ſeine untere Spitze eben die Flüſſigkeit im Gefäße berührt. Iſt dies geſchehen, ſo wird mit Hülfe einer Pipette etwas Flüſſigkeit aus dem Gefäße herausgezogen, und nachdem man den erſten Stand des Fernrohrs notirt hat, wird daſſelbe ſo weit heruntergerückt, bis der horizontale Faden durch die unterſte Spitze des Stäbchens *k* geht. Die Höhendifferenz der beiden Stellungen des Fernrohrs, welche am Stab *f* abgeleſen wird, giebt die geſuchte Höhe der flüſſigen Säule.

Die folgende Tabelle giebt das Mittel aus den Reſultaten, welche Gay-Luſſac auf dieſe Weiſe gefunden hat.

Namen der Subſtanz.	Dichtigkeit.	Temperatur.	Erhebung in einer Röhre, deren Durchmeſſer war:		
			1,2944^{mm}	1,9038^{mm}	10,508^{mm}
Waſſer	1	8,5° C.	23,1634	15,5861	»
Alkohol	0,8196	8°	9,1823	6,4012	»
id.	0,8595	10°	9,301	»	»
id.	0,9415	8°	9,997	»	»
id.	0,8135	16°	7,078	»	0,3835
Terpentinöl	0,8695	8°	9,8516	»	»

Die Dichtigkeiten ſind für die in der dritten Columne angegebenen Temperaturen genommen.

Die Durchmeſſer der beiden erſten Röhren verhalten ſich umgekehrt wie 1,474 zu 1, die entſprechenden beobachteten Höhen aber verhalten ſich für Waſſer wie 1,486 zu 1, für Weingeiſt wie 1,434 zu 1. Man kann demnach wohl als durch den Verſuch beſtätigt annehmen, daß die gehobenen Säulen ſich umgekehrt verhalten wie die Durchmeſſer der Röhren. Berechnet man nach dieſen Angaben die Höhe der Säulen von Waſſer, Alkohol und Terpentinöl, welche in einer Röhre von 1^{mm} gehoben werden können, ſo erhält man folgende Zahlen:

Namen der Subſtanz.	Dichtigkeit.	Temperatur.	Erhebung in einer Röhre von 1^{mm} (0,459‴) Durchmeſſer.
Waſſer	1	8,5° C.	29,79^{mm} = 13,67‴
Alkohol	0,8196	8	12,18 = 5,60
id.	0,8135	16	9,15 = 4,19
id.	0,8595	10	12,01 = 5,51
id.	0,9415	8	12,91 = 5,92
Terpentinöl	0,8695	8	12,72 = 5,83

Die Temperaturen und Dichtigkeiten ſind mit Sorgfalt angegeben, weil, wie es ſcheint, die Differenz der Niveaus für eine und dieſelbe Flüſſigkeit ſich gerade wie die Dichtigkeit verhält.

Die Reſultate, welche man nach dieſem Verfahren erhält, ſind ganz und gar unabhängig von der Dicke der Röhre und der Subſtanz, aus welcher ſie beſteht, vorausgeſetzt, daß ſie von der Flüſſigkeit benetzt wird.

Ehe man die Röhrchen zum Verſuche anwendet, müſſen die inneren Wände vollſtändig mit der Flüſſigkeit benetzt und von allen Unreinigkeiten befreit werden. Es iſt auch weſentlich, daß man die flüſſige Säule mehrmals oscilliren läßt, damit man die wahre Höhe beobachtet.

Der Durchmeſſer der Röhren wird dadurch beſtimmt, daß man das Queckſilber wiegt, welches ein Röhrenſtück von gemeſſener Länge enthält.

Es iſt nun noch zu erwähnen, daß wenn eine Flüſſigkeit in einem engen Rohre aufſteigt, der Gipfel der flüſſigen Säule immer hohl iſt, wie Fig. 121, und eine Halbkugel von dem Durchmeſſer der Röhre bildet. Wenn hingegen eine Depreſſion ſtattfindet, ſo nimmt der Gipfel der Flüſſigkeit eine gewölbte Geſtalt, Fig. 122, an. Dieſe Geſtalten ſind weſentlich mit der Hebung oder Senkung verbunden, denn wenn man etwa die inneren Wände einer Röhre mit einer fettigen Subſtanz überzieht und ſie dann ins Waſſer taucht, ſo erhält man einen convexen Meniskus, gerade ſo als ob man eine gewöhnliche Glasröhre in Queckſilber taucht. Es geht daraus hervor, daß die Differenzen des Niveaus von der Form des Meniskus abhängen und daß alſo alle zufälligen Urſachen, welche verhindern, daß der Meniskus ſeine regelmäßigen Formen annimmt, auch die Höhe der Säulen modificiren. Wenn z. B. eine Röhre im Innern nicht vollkommen rein und glatt iſt, ſo bilden ſich zahnartige Einſchnitte am Rande des Meniskus, und man erhält alsdann, wenn man den Verſuch mehrmals wiederholt, ſehr verſchiedene Reſultate.

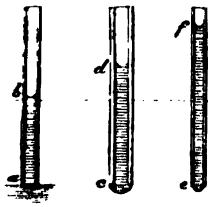
Fig. 121.

Fig 122.

Verſchiedene Höhen, bis zu welchen dieſelbe Flüſſigkeit in derſelben Röhre ſteigen kann. Wenn eine Röhre zum Verſuche gedient hat und man ſie mit Vorſicht aus der Flüſſigkeit herausnimmt, ſo beobachtet man, daß die flüſſige Säule, welche im Innern der Röhre hängen bleibt, immer größer iſt als ſie vorher war, da die Röhre noch in die Flüſſigkeit eingetaucht war. Es ſey z. B. ab, Fig. 123, die Säule, welche in der Röhre aufſteigt, während ſie in die Flüſſigkeit eingetaucht iſt, ſo kann die Säule, welche in der Röhre hängen bleibt, wenn man ſie aus der Flüſſigkeit herausnimmt, die Höhe cd oder gar die Höhe ef erreichen. Dieſer Unterſchied hängt von dem Tropfen ab, welcher ſich am untern Ende der

Röhre bildet und welcher ein mehr oder minder convexer Meniskus ist. In der That, wenn die Röhrenwände sehr dick sind, so breitet sich der Tropfen aus, und in diesem Falle ist die Erhebung geringer; wenn aber die Wände dünn sind, so ist der convexe Meniskus des Tropfens fast gleich dem concaven Meniskus am obern Ende der Säule, und in diesem Falle ist die Höhe der Säule *ef*, welche in der Röhre hängen bleibt, fast doppelt so groß als die Höhe *ab* der Säule, welche man beobachtet, wenn die Röhre noch in die Flüssigkeit eingetaucht ist.

Fig. 123.



Heberförmig gekrümmte Röhren bieten ähnliche Erscheinungen dar und sind zugleich für die Versuche bequemer. In einer hakenförmigen Röhre, Fig. 124, deren Durchmesser überall gleich weit ist, steht die Flüssigkeit in beiden Schenkeln gleich hoch, so lange die Flüssigkeit noch nicht das Ende des kürzern Schenkels erreicht. Läßt man ganz allmälig in den längern Schenkel Flüssigkeit zufließen, so steigt das Niveau bald bis zum obern Rande des kürzern Schenkels. Von nun an steigt bei fernerm Zufließen im längern Schenkel die Flüssigkeit in demselben, während der Meniskus am obern Ende des kürzern Schenkels immer flacher wird. Wenn man genau beobachtet, so findet man, daß in dem Moment, in welchem der Meniskus ganz verschwunden, wo also die Oberfläche der Flüssigkeit im kürzern Schenkel ganz eben ist, wie Fig. 125, die Höhendifferenz von *a* bis *b* gleich ist der Höhe der Flüssigkeitssäule, welche in demselben Rohre aufgestiegen wäre, wenn man es in eine Flüssigkeit eingetaucht hätte. Bei fernerm Zufluß in den längern Schenkel steigt die flüssige Säule noch höher, während die Oberfläche der Flüssigkeit im kürzern Schenkel convex wird, wie Fig. 126. Das Steigen dauert fort, bis die Höhendifferenz *cd*, Fig. 126, doppelt so groß ist als die Höhendifferenz *ab*, Fig. 125. In diesem Augenblicke ist der Meniskus auf dem kürzern Schenkel eine Halbkugel. Wenn nun noch Flüssigkeit im längern Schenkel zufließt, so reißt die gewölbte Oberfläche, und die Säule fällt mehr oder weniger weit herab, je nachdem der abfließende Tropfen größer oder kleiner ist.

Fig. 124. Fig. 125. Fig. 126.

Diese Erscheinungen können in umgekehrter Ordnung hervorgebracht werden, wenn man in den längern Schenkel eine Flüssigkeitssäule bringt, welche so hoch ist, als sie eben noch getragen werden kann, und dann nach und nach am Gipfel des kürzern Schenkels etwas Flüssigkeit wegnimmt.

Die Temperaturen und Dichtigkeiten ſind mit Sorgfalt angegeben, weil, wie es ſcheint, die Differenz der Niveaus für eine und dieſelbe Flüſſigkeit ſich gerade wie die Dichtigkeit verhält.

Die Reſultate, welche man nach dieſem Verfahren erhält, ſind ganz und gar unabhängig von der Dicke der Röhre und der Subſtanz, aus welcher ſie beſteht, vorausgeſetzt, daß ſie von der Flüſſigkeit benetzt wird.

Ehe man die Röhrchen zum Verſuche anwendet, müſſen die inneren Wände vollſtändig mit der Flüſſigkeit benetzt und von allen Unreinigkeiten befreit werden. Es iſt auch weſentlich, daß man die flüſſige Säule mehrmals oscilliren läßt, damit man die wahre Höhe beobachtet.

Der Durchmeſſer der Röhren wird dadurch beſtimmt, daß man das Queckſilber wiegt, welches ein Röhrenſtück von gemeſſener Länge enthält.

Es iſt nun noch zu erwähnen, daß wenn eine Flüſſigkeit in einem engen Rohre aufſteigt, der Gipfel der flüſſigen Säule immer hohl iſt, wie Fig. 121, und eine Halbkugel von dem Durchmeſſer der Röhre bildet. Wenn hingegen eine Depreſſion ſtattfindet, ſo nimmt der Gipfel der Flüſſigkeit eine gewölbte Geſtalt, Fig. 122, an. Dieſe Geſtalten ſind weſentlich mit der Hebung oder Senkung verbunden, denn wenn man etwa die inneren Wände einer Röhre mit einer fettigen Subſtanz überzieht und ſie dann ins Waſſer taucht, ſo erhält man einen converen Meniskus, gerade ſo als ob man eine gewöhnliche Glasröhre in Queckſilber taucht. Es geht daraus hervor, daß die Differenzen des Niveaus von der Form des Meniskus abhängen und daß alſo alle zufälligen Urſachen, welche verhindern, daß der Meniskus ſeine regelmäßigen Formen annimmt, auch die Höhe der Säulen modificiren. Wenn z. B. eine Röhre im Innern nicht vollkommen rein und glatt iſt, ſo bilden ſich zahnartige Einſchnitte am Rande des Meniskus, und man erhält alsdann, wenn man den Verſuch mehrmals wiederholt, ſehr verſchiedene Reſultate.

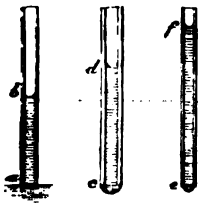
Fig. 121.

Fig 122.

Verſchiedene Höhen, bis zu welchen dieſelbe Flüſſigkeit in derſelben Röhre ſteigen kann. Wenn eine Röhre zum Verſuche gedient hat und man ſie mit Vorſicht aus der Flüſſigkeit herausnimmt, ſo beobachtet man, daß die flüſſige Säule, welche im Innern der Röhre hängen bleibt, immer größer iſt als ſie vorher war, da die Röhre noch in die Flüſſigkeit eingetaucht war. Es ſey z. B. ab, Fig. 123, die Säule, welche in der Röhre aufſteigt, während ſie in die Flüſſigkeit eingetaucht iſt, ſo kann die Säule, welche in der Röhre hängen bleibt, wenn man ſie aus der Flüſſigkeit herausnimmt, die Höhe cd oder gar die Höhe ef erreichen. Dieſer Unterſchied hängt von dem Tropfen ab, welcher ſich am untern Ende der

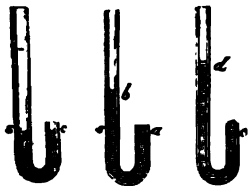
Röhre bildet und welcher ein mehr oder minder convexer Meniskus iſt. In der That, wenn die Röhrenwände ſehr dick ſind, ſo breitet ſich der Tropfen aus, und in dieſem Falle iſt die Erhebung geringer; wenn aber die Wände dünn ſind, ſo iſt der convexe Meniskus des Tropfens faſt gleich dem concaven Meniskus am obern Ende der Säule, und in dieſem Falle iſt die Höhe der Säule ef, welche in der Röhre hängen bleibt, faſt doppelt ſo groß als die Höhe ab der Säule, welche man beobachtet, wenn die Röhre noch in die Flüſſigkeit eingetaucht iſt.

Fig. 123.



Heberförmig gekrümmte Röhren bieten ähnliche Erſcheinungen dar und ſind zugleich für die Verſuche bequemer. In einer hakenförmigen Röhre, Fig. 124, deren Durchmeſſer überall gleich weit iſt, ſteht die Flüſſigkeit in beiden Schenkeln gleich hoch, ſo lange die Flüſſigkeit noch nicht das Ende des kürzern Schenkels erreicht. Läßt man ganz allmälig in den längern Schenkel Flüſſigkeit zufließen, ſo ſteigt das Niveau bald bis zum obern Rande des kürzern Schenkels. Von nun an ſteigt bei fernerm Zufließen im längern Schenkel die Flüſſigkeit in demſelben, während der Meniskus am obern Ende des kürzern Schenkels immer flacher wird. Wenn man genau beobachtet, ſo findet man, daß in dem Moment, in welchem der Meniskus ganz verſchwunden, wo alſo die Oberfläche der Flüſſigkeit im kürzern Schenkel ganz eben iſt, wie Fig. 125, die Höhendifferenz von a bis b gleich iſt der Höhe der Flüſſigkeitsſäule, welche in demſelben Rohre aufgeſtiegen wäre, wenn man es in eine Flüſſigkeit eingetaucht hätte. Bei fernerm Zufluß in den längern Schenkel ſteigt die flüſſige Säule noch höher, während die Oberfläche der Flüſſigkeit im kürzern Schenkel convex wird, wie Fig. 126. Das Steigen dauert fort, bis die Höhendifferenz cd, Fig. 126, doppelt ſo groß iſt als die Höhendifferenz ab, Fig. 125. In dieſem Augenblicke iſt der Meniskus auf dem kürzern Schenkel eine Halbkugel. Wenn nun noch Flüſſigkeit im längern Schenkel zufließt, ſo reißt die gewölbte Oberfläche, und die Säule fällt mehr oder weniger weit herab, je nachdem der abfließende Tropfen größer oder kleiner iſt.

Fig. 124. Fig. 125. Fig. 126.



Dieſe Erſcheinungen können in umgekehrter Ordnung hervorgebracht werden, wenn man in den längern Schenkel eine Flüſſigkeitsſäule bringt, welche ſo hoch iſt, als ſie eben noch getragen werden kann, und dann nach und nach am Gipfel des kürzern Schenkels etwas Flüſſigkeit wegnimmt.

46 Wenn der enge Raum nicht cylindriſch iſt, wie wir bisher angenommen haben, ſo ſind die Erſcheinungen etwas verwickelter, jedoch laſſen ſie ſich oft auf ziemlich einfache Geſetze zurückführen.

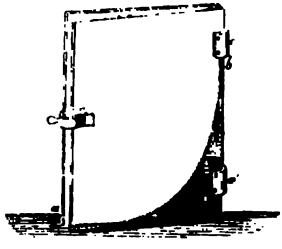
Concentriſche Röhren. Denken wir uns eine Röhre, deren innerer Durchmeſſer 10^{mm} beträgt, in dieſe eine zweite Röhre geſchoben, deren äußerer Durchmeſſer 9^{mm} beträgt, und zwar ſo, daß die Axen beider Röhren zuſammenfallen, ſo bleibt zwiſchen beiden ein ringförmiger Raum von $\frac{1}{2}$ Millimeter Dicke. In dieſem Raume nun finden Capillarerſcheinungen Statt, und zwar hat man durch den Verſuch gefunden, daß die Höhendifferenz hier gerade eben ſo groß iſt, wie bei einem Röhrchen, deſſen Radius $\frac{1}{2}$ Millimeter beträgt. Dieſes Reſultat läßt ſich allgemein ſo ausdrücken: in einem ringförmigen Raume von beliebiger Dicke iſt die Hebung oder Senkung gerade eben ſo groß wie in einer cylindriſchen Röhre, deren Durchmeſſer doppelt ſo groß iſt als die Dicke dieſes ringförmigen Raumes.

Wenn der innere Cylinder ſelbſt eine hohle Röhre iſt, ſo finden in dieſer Röhre und in dem ringförmigen Raume die Capillarerſcheinungen gerade ſo Statt, als ob jeder derſelben für ſich allein da wäre. Wäre alſo der Durchmeſſer der Röhre gerade doppelt ſo groß als die Dicke des Ringes, ſo würden die Gipfel der Säulen in beiden gleich hoch ſtehen. Wenn die Röhre enger iſt, ſo iſt der Gipfel ihrer Säule höher, wenn es ſich um eine Hebung, tiefer, wenn es ſich um eine Senkung handelt; das Gegentheil findet Statt, wenn die Röhre weiter iſt.

Parallele Platten. Der zwiſchen zwei parallelen Platten befindliche Raum iſt nichts als ein Stück eines ringförmigen Raumes von unendlich großem Halbmeſſer, die Höhen der gehobenen oder geſenkten Säulen müſſen alſo denſelben Geſetzen folgen, wie dies der Verſuch in der That beſtätigt. Welches auch die Entfernung zweier parallelen Platten ſeyn mag, ſie bringen dieſelbe Wirkung hervor wie eine cylindriſche Röhre, deren Durchmeſſer doppelt ſo groß iſt als die Entfernung der Platten.

Geneigte Platten. Die Fig. 127 ſtellt zwei Glasplatten dar, die ſich in einer vertikalen Linie ſchneiden und einen Winkel mit einander machen; ſie ſind durch zwei Charniere, c und c', mit einander verbunden, ſo daß der Winkel, den ſie mit einander machen, nach Belieben größer oder kleiner gemacht werden kann. Wenn man nun dieſe Platten in Waſſer taucht, ſo muß es an der engern Stelle bei b höher ſteigen als an der weitern bei a. An allen Stellen zwiſchen den beiden Platten wird die Flüſſigkeit um ſo höher

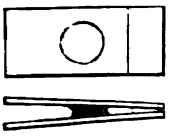
Fig. 127.



ſteigen, je mehr man ſich der Kante nähert, in welcher beide Platten zuſammenſtoßen. Es iſt leicht, durch eine einfache Rechnung zu zeigen, daß der Gipfel des gehobenen Waſſers eine gleichſeitige Hyperbel bildet, deren Aſymptoten auf der einen Seite die Durchſchnittslinie der Platten, auf der andern das Niveau der Flüſſigkeit iſt, in welches ſie eingetaucht ſind.

Die Fig. 128 ſtellt ebenfalls zwei gegen einander geneigte Platten dar, die ſich aber in einer horizontalen Linie ſchneiden; die geometriſche Ebene, welche ihren Winkel halbirt, kann ſelbſt horizontal, oder auch mehr oder weniger geneigt ſeyn. Wenn man zwiſchen die beiden Platten einen Waſſertropfen bringt, welcher beide Platten berührt, ſo ſieht man, daß er ſich augenblicklich kreisförmig abrundet und gegen den Scheitel des Winkels hineilt.

Fig. 128.



Seine Geſchwindigkeit iſt größer oder kleiner, je nachdem der Winkel der Platten größer oder kleiner iſt. Hält man die obere Platte ſtets wagerecht, ſo kann man es durch gehöriges Neigen der untern Platte dahin bringen, daß die Attractivkraft, welche den Tropfen gegen den Scheitel des Winkels treibt, gerade ſeine Schwere, die ihn zur ſchiefen Ebene heruntertreibt, das Gleichgewicht hält.

Conſche Röhren. Die Erſcheinungen, von denen wir eben geſprochen haben, wiederholen ſich bei coniſchen Röhren. Die kleine Säule mm' bewegt ſich gegen die Spitze des Kegels, wie in Fig. 130, oder gegen die weitere Oeffnung, Fig. 129, je nachdem ſie durch zwei concave oder durch zwei convexe Menisken begränzt iſt. In beiden Fällen kann man den Tropfen an einer beſtimmten Stelle der Röhre feſthalten, wenn man der Röhre eine entſprechende Neigung giebt.

Fig. 129.

Fig. 130.

In vertikalen Röhren, mag nun durch ſie die Flüſſigkeit gehoben oder deprimirt werden, hängt die Höhe der Säule nur von dem Durchmeſſer der Röhre an der Stelle ab, welche die Säule begränzt. Ueber und unter dieſem Punkte mögen die Dimenſionen ſeyn, welche man will, ſie haben keinen Einfluß auf die Höhe der Säule. In einer Glocke z. B., welche, wie in Fig. 131, oben mit einem feinen vertikalen Röhrchen endigt, wird die ganze Maſſe der Flüſſigkeit gerade ſo über dem Niveau der Umgebung erhalten, als ob der Durchmeſſer der Glocke überall dem Durchmeſſer der Röhre an der Stelle gleich wäre, bis zu welcher ſich die Flüſſigkeit erhebt.

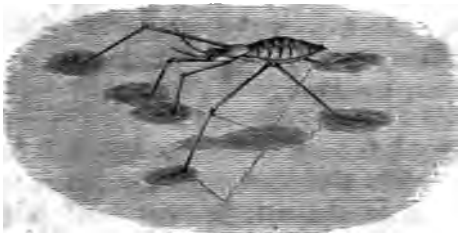
Fig. 131.

Prismatiſche Röhren. Das Studium der Capillarerſcheinungen i ſo anziehend, daß die Phyſiker die verſchiedenſten Modificationen derſelb unterſucht haben. Nachdem alle Combinationen erſchöpft waren, welc man mit Platten, Kegeln und Cylindern machen kann, conſtruirte Ge lert prismatiſche Röhren, um an ihnen die Geſtalt der Menisken un die Höhe der Säulen zu unterſuchen (Comm. de Petersbourg. T. 12 Mit ſolchen Röhren von dreieckiger und rechteckiger Baſis hat er zwei al gemeine ziemlich einfache Geſetze dargethan, nämlich 1) daß ſich die Höhe umgekehrt verhalten wie die entſprechenden Linien der Grundflächen, wen dieſe einander ähnlich ſind, und 2) daß die Höhen gleich ſind, wenn di Grundflächen gleichen Flächeninhalt haben. Es ſcheint jedoch, daß dieſe zweite Geſetz einige Ausnahmen erleidet.

Oberflächen von verſchiedener Geſtalt. Das Vorangehende zeig daß feſte Körper und Flüſſigkeiten nicht in Berührung kommen können ohne daß die Oberfläche der beweglichen Flüſſigkeit eine mehr oder wenige merkliche Formveränderung erleidet.

Die Geſtalt der Krümmungen hängt von der Geſtalt der feſten Körpe ab. Es findet immer eine Erhebung Statt, wenn die Flüſſigkeit die Ober fläche des feſten Körpers benetzt, eine Depreſſion, wenn dies nicht der Fall iſt. So wird z. B. eine Nähnadel, wenn man ſie mit Alkohol abgewaſchen hat, vom Waſſer benetzt und geht unter, wenn man ſie auch noch ſo vor ſichtig auf die Oberfläche der Flüſſigkeit legt, während ſie ſchwimmt, wenn ſie etwas fettig iſt, ſo daß ſie um ſich herum eine Depreſſion veranlaßt. Die Inſecten, welche (Fig. 132) über die Oberfläche des Waſſers dahinlau-

Fig. 132.



fen oder vielmehr darüber weggleiten, würden bald ganz benetzt in die Flüſſigkeit hinabgezogen werden, wenn ihr Körper nicht gegen die Benetzung geſichert wäre. Auch die Federn der Waſſervögel ſind ſtets etwas fettig, ſo daß ſie nicht benetzt werden, das Gefieder bleibt trocken, wenn ſie auch den ganzen Körper untertauchen.

47 **Anziehung und Abſtoßung, durch Capillarität hervorgebracht.** Körper, welche in Flüſſigkeiten eingetaucht ſind oder auf ihnen ſchwimmen bieten ſo merkwürdige Erſcheinungen von Anziehung und Abſtoßung dar daß es nöthig iſt, hier einige Beiſpiele anzuführen.

Zwei Korkkugeln, welche auf Waſſer ſchwimmen und von demſelben b

ꝛt werden, üben gar keine Einwirkung auf einander aus, wenn ſie einiꝛmaßen weit von einander entfernt ſind; wenn man ſie aber ſo weit näꝛt, daß das Waſſer zwiſchen beiden keine Ebene mehr bildet, wie Fig. 133, ſo erfolgt eine lebhafte Anziehung.

Fig. 133.

Fig. 134.

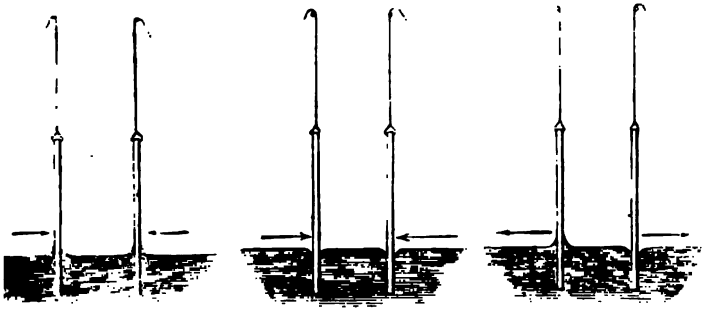
Fig. 135.

Zwei Kugeln, welche nicht benetzt werden, wie Wachskugeln, welche auf Waſſer ſchwimmen, oder Glaskugeln auf Queckſilber, üben unter gleichen Umſtänden gleichfalls eine Anziehung aus (Fig. 134).

Zwei Kugeln endlich, von denen die eine benetzt wird, die andere nicht, ſtoßen einander ab, wenn ſie in die gehörige Nähe gebracht werden (Fig. 135).

Vertikale Platten bieten ähnliche Erſcheinungen dar (Fig. 136, Fig. 137, Fig. 138).

Fig. 136. Fig. 137. Fig 138.



Man glaubte früher, daß dieſe Bewegungen von einer directen Einwirꝛg der Materie herrührten; es iſt aber leicht einzuſehen, daß ſie von der kmmung der Flüſſigkeit abhängen, weil dieſelben Körper, die ſich auf ſſer anziehen oder abſtoßen, bei gleicher Entfernung im leeren Raume, Luft oder in irgend einem Mittel, welches ſie von allen Seiten umgiebt, keine Wirkung auf einander ausüben.

Adhäſion der Flüſſigkeiten an den Oberflächen feſter Körper. 48

nn eine feſte Scheibe auf die Oberfläche einer Flüſſigkeit geſetzt wird, ſo m man ſie in horizontaler Stellung nicht mehr in die Höhe ziehen, wenn ſie frei in der Luft hinge; es iſt, um ſie in die Höhe zu ziehen, e mehr oder minder große Kraft nöthig. Um dieſe Kraft zu meſſen, be-

dient man ſich der Wage. An der einen Seite hängt man eine horizontale Scheibe an, auf der andern Seite legt man ein Gegengewicht auf, welches ſie im Gleichgewichte hält. Wenn das Gleichgewicht hergeſtellt iſt, nähert man der Scheibe von unten die Oberfläche einer Flüſſigkeit, bis die Flüſſigkeit die untere Fläche der Scheibe gerade berührt, dann legt man, ohne zu ſtoßen, auf der andern Seite Gewichte auf und bemerkt, wie viel nöthig iſt, um die Flüſſigkeit von der Scheibe abzureißen. Dieſes Verfahren iſt von Taylor erdacht worden, und die Reſultate, welche Cigna, Guyton und viele andere Phyſiker erhalten haben, gaben zu langen Discuſſionen Veranlaſſung. Wir begnügen uns, hier einige von Gay-Luſſac gefundene Reſultate anzuführen.

Um eine Glasſcheibe von 118,366^{mm} (4″ 6,32‴) Durchmeſſer abzureißen, waren je nach der Natur der Flüſſigkeit verſchiedene Gewichte nöthig, wie die folgende Tabelle zeigt.

Namen der Subſtanz.	Dichtigkeit.	Temperatur.	Gewicht.
Waſſer	1	8,5° C.	59,40 Grm. = 4,063 Loth.
Alkohol	0,8196	8	31,08 » = 2,126 »
id.	0,8595	10	32,87 » = 2,249 »
id.	0,9415	8	37,15 » = 2,542 »
Terpentinöl	0,8695	8	34,10 » = 2,329 »

Eine Scheibe von gleichem Durchmeſſer aus Kupfer oder irgend einer Subſtanz verfertigt, welche von der Flüſſigkeit benetzt wird, giebt genau dieſelben Reſultate. Die Adhäſion iſt alſo wie die Capillarität unabhängig von der Natur der feſten Körper und hängt nur von der Natur der Flüſſigkeit ab. Es iſt leicht, den Grund davon einzuſehen, denn beim Aufziehen bleibt immer eine Schicht der Flüſſigkeit an der Scheibe hängen; man hat alſo durch das Uebergewicht auf der andern Seite nicht die Flüſſigkeit von der feſten Scheibe, ſondern die Molekûle der Flüſſigkeit von einander getrennt, man hatte alſo die Cohäſion der Flüſſigkeit zu überwinden. Die in Rede ſtehenden Verſuche geben alſo ein Maaß für die Cohäſion der Flüſſigkeiten, alſo für die Attraction, welche zwiſchen den Theilchen derſelben ſtattfindet, und man ſieht, daß dieſe Attraction ſehr bedeutend iſt und daß ſie ſich mit der Natur der Flüſſigkeiten ändert.

Wenn die Oberfläche der Scheibe nicht von der Flüſſigkeit benetzt wird, wie es z. B. der Fall iſt, wenn man eine Glasſcheibe auf Queckſilber ſetzt, ſo drückt das Zulaggewicht, welches das Abreißen bewirkt, nicht mehr die Cohäſion der Flüſſigkeit aus. Gay-Luſſac mußte bald ein Zulaggewicht

Gramm, bald eins von 158 Gramm auflegen, um eine Glas-
ren Durchmeſſer 118,366''' betrug, von Queckſilber abzureißen,
n zum Auflegen der Gewichte eine längere oder kürzere Zeit ver-
urde. Dieſe Verſuche zeigen ſehr deutlich, daß ſelbſt, wenn ein
per nicht von einer Flüſſigkeit benetzt wird, zwiſchen den Mole-
Flüſſigkeit und denen des feſten Körpers eine mehr oder minder
raction ſtattfindet. Dieſer Schluß ſcheint allgemein wahr zu
ſt in dieſem Falle die Cohäſion der Flüſſigkeit größer als die
zwiſchen der Flüſſigkeit und dem feſten Körper.

piedene Wirkungen der Capillarität. Huyghens beobach- 49
Jahre 1672 (Journ. d. savans p. 111) eine Erſcheinung, welche
llend erſchien. Eine Glasröhre von 70 Zoll Länge und einigen
urchmeſſer war mit Alkohol wohl gereinigt, mit Queckſilber gefüllt,
Luft befreit und vorſichtig umgekehrt worden, wie es beim Tori-
en Verſuche geſchehen muß; in dieſer Röhre nun blieb die ganze
erſäule ſuspendirt, und es waren einige leichte Stöße nöthig, da-
ei wurde und auf die gewöhnliche Höhe von 28 Zoll herabſank.
ies offenbar eine Adhäſionserſcheinung, die immer ſtattfindet, wenn
Oberfläche der Röhre ſehr rein und der ganze Apparat ſehr luftfrei iſt.
asbois machte gegen das Jahr 1780 eine für die Conſtruction
meter ſehr wichtige Beobachtung. Nachdem er das Queckſilber in
rometerröhre längere Zeit hatte kochen laſſen, ſah er nach dem
, daß der Meniskus faſt ganz eben, ja ſogar mehr concav als
ır. Man ſieht wohl ein, daß die Form des Meniskus einen we-
Einfluß auf die Barometerhöhe haben muß. Die Urſache dieſer
igen Erſcheinungen blieb lange Zeit unbekannt, und erſt Dulong
llſtändig erklärt. Dulong hat nämlich durch directe Verſuche
daß ſich bei längerm Kochen des Queckſilbers in Berührung mit
ckſilberoxyd bildet, welches ſich in der Flüſſigkeit auflöſ't. Die
t des Queckſilbers wird dadurch nur wenig verändert, wohl aber
llaren Eigenſchaften, denn es erhält nun die Eigenſchaft, an dem
juhängen. Um alſo gute Barometer zu machen, muß man wäh-
Kochens den Zutritt der Luft möglichſt ausſchließen.

machte folgende Beobachtung. Es ſey *abc*, Fig. 139, eine ge-

139. krümmte Röhre mit Queckſilber; das Queckſilber ſteht in beiden Schenkeln gleich hoch, bei *a* und *c*. Wenn man nun die Röhre etwas neigt, ſo daß das Queckſilber bis *c'* ſteigt und auf der andern Seite bis *a'* fällt, ſo wird, wenn man ſie ſehr vorſichtig in ihre vorige Stellung zurückbringt, das Queckſilber doch nicht ſeine frühere Stellung einnehmen, d. h. es wird ſich in den

beiden Schenkeln nicht wieder gleich hoch ſtellen; es bleibt in dem Schenkel bei c höher ſtehen als im andern; in dem Schenkel aber, in welchem das Queckſilber am tiefſten ſteht, iſt der Meniskus ſtärker gekrümmt, in dem andern Schenkel iſt er flacher. Man ſieht daraus, wie vorſichtig man bei Barometerbeobachtungen ſeyn muß und wie nöthig es iſt, bei jeder Beobachtung durch einige ſchwache Stöße die Reibung des Queckſilbers am Glaſe zu überwinden. Die flüſſige Säule hat nur dann ihre wahre Höhe, wenn der Meniskus ſeine wahre Geſtalt hat.

Die Adhäſion und die Reibung des Queckſilbers am Glaſe hat bei allen Manometerröhren einen Einfluß, der um ſo ſtörender wird, je enger die Röhren ſind. Daher ſind nicht allein für Barometer, ſondern auch für alle Manometer weite Röhren vorzuziehen. Bei ſehr engen Röhren kann der Einfluß der Wände ſehr bedeutende Fehler veranlaſſen. Man fülle z. B. eine heberförmig gebogene Thermometerröhre halb mit Queckſilber, ſo daß es in beiden Schenkeln gleich hoch ſteht. Saugt man nun an dem obern Ende des einen Schenkels, ſo wird in dieſem Schenkel das Queckſilber ſteigen. Ueberläßt man nun wieder die Röhre ſich ſelbſt, ſo fällt das Queckſilber nicht wieder zurück, es bleibt in dem einen Schenkel 3, 4, ja 5 Zoll höher ſtehen als im andern. Solche Röhren geben alſo, als Manometerröhren angewandt, immer ſehr unzuverläſſige Reſultate.

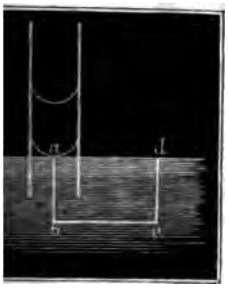
Die Adhäſion findet nicht allein zwiſchen flüſſigen und feſten, ſondern auch zwiſchen feſten Körpern ſelbſt Statt; ſie iſt es, welche polirte Glastafeln, Marmorplatten u. ſ. w. zuſammenhält, ſelbſt wenn der äußere Luftdruck aufgehoben iſt. Ebenſo beobachtet man zwiſchen feſten und gasförmigen Körpern eine Adhäſion, denn wenn man ein Gefäß mit Waſſer unter den Recipienten der Luftpumpe ſetzt, ſo ſieht man beim Auspumpen, wie ſich an der Gefäßwand zahlreiche Bläschen bilden, welche um ſo größer werden, je mehr die Verdünnung der Luft zunimmt. Es iſt dies die Luft, welche durch ihre Adhäſion zum Glaſe an ſeiner Oberfläche verdichtet war.

50 **Theoretiſche Andeutungen.** Da die bis jetzt aufgeſtellten Theorieen der Capillarität faſt durchgängig auf das Gebiet der mathematiſchen Analyſe gehören, ſo müſſen wir uns darauf beſchränken, die phyſikaliſchen Principien anzuführen, welche beim Aufbau jener Theorieen zu Grunde gelegt wurden. Dieſe Principien reduciren ſich zuletzt auf folgende Annahmen: 1) daß in jeder Flüſſigkeit eine beſondere Cohäſionskraft, d. h. eine anziehende Kraft zwiſchen den benachbarten Molekülen vorhanden iſt. 2) daß zwiſchen feſten und flüſſigen Körpern eine Adhäſionskraft wirkt, d. h. eine anziehende Kraft zwiſchen den benachbarten Molekülen des feſten und des flüſſigen Körpers.

aplace nimmt an, daß die anziehenden Kräfte, welche die Capillar-
rungen hervorbringen, ſo raſch abnehmen, daß ſie auf merkliche Ent-
ungen Null ſind; und wenn eine Flüſſigkeit in einer Röhre aufſteigt,
t nach ſeiner Annahme eine ganz dünne Schicht der Flüſſigkeit an
Wandung der Röhre; dieſe dünne Schicht bildet ſelbſt eine Röhre,
e eine zweite etwas niedrigere hinaufzieht, die dann wieder eine dritte
u. ſ. w.; jede folgende Schicht iſt aber niedriger als die vorhergehende.
dieſe Weiſe erklärt ſich, daß die Flüſſigkeit an der Röhrenwandung
igt, daß ſich ein Meniskus bildet; daß aber dieſer Meniskus die He-
einer ganzen Flüſſigkeitsſäule veranlaßt, ergiebt ſich aus folgender
chtung.

zend ein Waſſertheilchen, welches mitten in der Flüſſigkeit ſich befin-
wird durch die Nachbartheilchen nach allen Seiten hin gleich ſtark an-
n; ein Waſſertheilchen dagegen, welches ſich auf der horizontalen
läche des Waſſers befindet, wird durch die unter ihm befindlichen
rtheilchen angezogen, ohne daß eine entſprechende Anziehung nach oben
ndet; dadurch aber entſteht nach unten hin ein Druck, welcher die
ng der Schwerkraft der oberen Waſſertheilchen auf die unteren ver-
. Wird nun aber ein enges Röhrchen, Fig. 140, in die Flüſſigkeit eingetaucht, ſo wird wenigſtens am Rande ſo-

Fig. 140.



gleich die Flüſſigkeit ſteigen, es wird ſich ein Meniskus bilden. Nun aber befindet ſich das Theilchen *a*, welches den tiefſten Punkt des Meniskus einnimmt, nicht mehr in einer horizontalen Ebene, rings um daſſelbe herum ſind Theilchen, welche höher liegen und welche, nach oben ziehend, dem durch die unter *a* liegenden Waſſertheilchen veranlaßten nach unten gerichteten Druck entgegen wirken; denken wir uns nun einen ſehr engen Kanal *abcd*, deſſen Röhrenwände ſelbſt Waſſer ſind, ſo wird

ewicht der Waſſerſäule *ab* der gleich hohen *dc* das Gleichgewicht
: da aber die Waſſertheilchen in *d* ſtärker niedergezogen werden, alſo
: auf die unteren drücken, als die Waſſertheilchen in *a*, ſo kann in
Weiſe kein Gleichgewicht beſtehen, die Waſſertheilchen in *a* müſſen
, bis dem Ueberſchuſſe des Druckes in *d* durch das Gewicht der ge-
m Waſſerſäule das Gleichgewicht gehalten wird.

enger die Röhre iſt, deſto ſtärker wird die Krümmung des Meniskus,
mehr Waſſertheilchen können wirken, um den nach unten gerichteten
des Theilchens *a* zu vermindern; deſto höher wird alſo die Waſſer-
in der Röhre ſteigen müſſen; eine genaue mathematiſche Unterſuchung

zeigt, daß die Höhe der gehobenen Säule wirklich dem Durchmeſſer der Röhren umgekehrt proportional ſeyn muß.

Wenn ſich in einem Haarröhrchen ein convexer Meniskus bildet, wie Fig. 141, ſo würden die Waſſertheilchen im Gipfel des Meniskus ſtärker nach unten gezogen, als wenn ſie in einer horizontalen Ebene lägen; ſie werden alſo ſtärker nach unten drücken, und dadurch erklärt ſich die in dieſem Falle ſtattfindende Depreſſion.

Fig. 141.

Vor Kurzem hat Mile einen Verſuch einer neuen phyſikaliſchen Theorie der Capillarität publicirt (Pogg. Annal. Bd. 45, S. 287 u. 501), welche die verſchiedenen hierher gehörigen Erſcheinungen recht gut unter einem gemeinſchaftlichen Geſichtspunkte zuſammenfaßt. Er legt folgende von Laplace angedeutete, von Anderen vielfach modificirte Anſicht über die Materie zu Grunde:

Die Moleküle der Körper ziehen ſich gegenſeitig an. Dieſe Anziehung aber wird durch die Wärme-Atmoſphären modificirt, in welche die Moleküle gleichſam eingehüllt ſind. Dieſe Wärme-Atmoſphären nämlich ſtoßen ſich gegenſeitig ab, und ſo erklärt ſich, daß Attractionen und Repulſionen gleichſam von denſelben Mittelpunkten ausgehen. Je nach der Entfernung der Moleküle iſt Attraction oder Repulſion vorherrſchend, in tropfbar flüſſigen Körpern aber ſind beide Kräfte im Gleichgewichte.

Mile's neue Theorie ſtützt ſich nicht auf ſubtile hypothetiſche Vorausſetzungen, die ſich auf die innere Conſtitution der Materie beziehen, gehört aber auch nicht zu den mathematiſchen Theorieen, die, ſeiner Anſicht nach, die Sache viel zu tief ſchöpfen wollen. Er ſieht die Capillarität nur als eine mechaniſche molekulare Thätigkeit an, die den Tropfen und die Blaſe, den negativen Tropfen, bildet. Capillare Phänomene ſind nur durch den Einfluß eines engen Raumes und der Adhäſion modificirte partielle Tropfen- oder Blaſenbildungen.

Queckſilber bildet auf Papier, Waſſer auf einer fettigen oder beſtäubten Fläche kugelförmige Tropfen. Gewöhnlich erklärt man dieſe Erſcheinung aus der allgemeinen Attraction aller Moleküle unter ſich, gerade ſo wie man die ſphäriſche Bildung der Himmelskörper erklärt. Dieſe Erklärung aber iſt deshalb unzuläſſig, weil die molekulare Attraction ganz anders wirkt als die allgemeine Schwere; weil ſie, nur in unmerklichen Entfernungen auf die nächſten Moleküle wirkend, ſich nicht ſo ſummiren kann, daß gleichſam ein Anziehungsmittelpunkt, dem Gravitationsmittelpunkte der Weltkörper ähnlich, gebildet wird. Die folgende Erklärung ſcheint richtiger zu ſeyn.

In einer Flüſſigkeit müſſen die Moleküle in einer ſolchen Entfernung verharren, daß Attraction und Repulſion einander neutraliſiren. Es iſt dies

möglich, wenn die Molekûle in parallelen Schichten gelagert sind, , daß jedes Molekûl von zwölf anderen umgeben ist, ungefähr gewöhnlich die gleich großen Kanonenkugeln zu lagern pflegt. nung ist dann nicht im mindesten gestört, wenn die Flüssigkeit ndigt. Jedes Molekûl ist hier nach allen Seiten hin vollkom- Einwirkungen unterworfen, alle Molekûle sind hier in voll- chen Entfernungen von einander. Diese Anordnung mag die lagerung der Molekûle heißen. Wird ein Theil der Gränzfläche o kann der gegenseitige Abstand der Molekûle nicht mehr gleich und eine solche Lagerung mag anomal genannt werden. urch irgend eine äußere Kraft die normale Lagerung der Mo- wird, wird auch das bisher vollständige Gleichgewicht gestört; ine Spannung, welche den gestörten Parallelismus der Schich- erzustellen strebt und welche die Flüssigkeitstheilchen sogleich e normale Lagerung zurückführt, sobald die störende Ursache ıfhört. Wenn man ein Stäbchen, welches von der Flüssigkeit in dieselbe eintaucht, so kann man durch langsames Heraus- Hügel bilden, der nach dem Abreißen sogleich wieder in die keilt. Dies könnte nun freilich bloß Folge der Schwere seyn, e findet in der umgekehrten Lage der Ebene Statt. Füllt man ı, welches nicht über drei Linien Durchmesser hat und nur an offen ist, ganz mit Wasser, so kann man es umdrehen, ohne sser ausläuft. Es bildet eine hängende Ebene, an der man Hügel herausziehen kann, die sich nach dem Abreißen, der gegen, in die Ebene zurückziehen.

fbare Flüssigkeit strebt also in einer Ebene zu endigen. Nun ne rings herum freie Masse nicht durch eine einzige Ebene be- n. Wäre sie durch ebene Flächen begränzt, so würden die h die Spannung der Molekûle in denselben bald abgeflacht aber die Masse durch eine krumme Oberfläche begränzt, deren nicht an allen Stellen gleich ist, so würde an den stärker ge- heilen der Oberfläche nothwendig auch eine stärkere Spannung welche die Abrundung zur vollkommenen Kugel zur Folge hat. Weise geht auch die Abrundung der Blase vor sich.

ächlichen Molekûle einer ringsum freien tropfbaren Flüssigkeit ch ein, die innere Masse kräftig zusammendrückendes Netzwerk. ie kleine Seifenblase gemacht, so behält diese ihre Größe bei, ie Oeffnung des Röhrchens zuhält; sobald man sie aber öffnet, h die Blase mehr und mehr. Wäre die Luft in der Blase ie umschließende Flüssigkeitsschicht zusammengedrückt gewesen, t dichter als die sie umgebende Atmosphäre, so würde sie in

der Blaſe bleiben und nicht dem atmoſphäriſchen Luftdrucke entgegen in das Röhrchen gedrängt werden.

Wird Queckſilber in ein Glas gebracht, ſo ſteht es von ſeinen Wänden, wenn auch nicht merklich, ab; bringt man Waſſer oder Baumöl darauf, ſo dringt dies in den Zwiſchenraum ein. Auch ſickert bei ſchlecht ausgekochten Barometern Luft durch dieſen Zwiſchenraum in die Toricelli'ſche Leere. Das Queckſilber bildet alſo in dem Glaſe einen frei liegenden großen Tropfen, deſſen Form nur durch die Gefäßwände bedingt iſt. Er endet oben mit einer horizontalen Fläche, die aber nicht bis an die Wand reichen kann, weil die ſcharfe Kante des Tropfens, wie wir oben geſehen haben, abgerundet wird.

Bringt man einen Tropfen Queckſilber in ein vollkommen cylindriſches Glasröhrchen, welches horizontal geſtellt iſt, ſo bildet er einen an beiden Enden abgerundeten Cylinder. Es kann aber durchaus keine Bewegung entſtehen, weil die Convexität an beiden Enden gleich iſt.

Iſt aber das Röhrchen coniſch, ſo iſt die Convexität des Queckſilberfadens am engern Ende mehr gekrümmt; hier wirkt alſo die Spannung der anomal gelagerten Molekûle ſtärker als auf der andern Seite, und die Folge dieſer überwiegenden Spannung iſt, daß ſich der Queckſilberfaden nach dem weitern Ende hin bewegt.

Füllt man ein Röhrchen ganz mit Queckſilber, legt man es horizontal hin, läßt man das eine Ende des Queckſilberfadens mit einem Tropfen Queckſilber zuſammenfließen, ſo vergrößert ſich der Tropfen, und das Queckſilber tritt zuletzt ganz aus dem Röhrchen heraus und vereinigt ſich ganz mit dem Tropfen. Der Grund davon iſt leicht einzuſehen. Durch die ſtarke Krümmung der Convexität am Ende des Queckſilbercylinders entſteht von dieſer Seite ein weit ſtärkerer Druck auf die Maſſe als von der Seite des Tropfens.

Taucht man ein Glasröhrchen vertikal in Queckſilber, ſo wird es im Röhrchen tiefer ſtehen als außen, weil die ſtarke Convexität des Queckſilbercylinders in der Röhre deprimirend wirkt. Es iſt auch klar, daß die Depreſſion um ſo größer ſeyn muß, je enger die Röhre iſt.

Wenn eine Flüſſigkeit an die Gefäßwände adhärirt, dieſelben benetzt, ſo kann ſie nicht mehr, wie im vorigen Falle, als ein großer Tropfen betrachtet werden, die Oberfläche kann alſo auch nicht, wie dort, eine convexe Geſtalt annehmen. Die Molekûle der Gefäßwand, welche mit der Flüſſigkeit in Berührung ſind, wirken auf die Flüſſigkeit gerade ſo wie die Flüſſigkeitsmolekûle auf einander. Die feſten Gefäßwände ſind demnach nur als eine ſtarre Fortſetzung der Flüſſigkeit zu betrachten. Die über der Flüſſigkeit im Gefäße befindliche Luft muß demnach als eine Blaſe angeſehen werden, die unten von der Flüſſigkeit, auf den Seiten durch die Gefäßwände begränzt

i Wäre die Oberfläche der Flüſſigkeit vollkommen eben, ſo würde die Fläſe, da wo Flüſſigkeit und Gefäßwand zuſammentrifft, eine ſcharfe Kante haben, welche alsbald durch die gegenſeitige Anziehung der Mole-küle, der Wand und der Flüſſigkeit abgerundet werden muß; da aber die Molekule des Gefäßes feſt ſind, ſo bleibt nichts übrig, als daß die Ober-fläche der Flüſſigkeit eine concave Geſtalt annimmt, indem Molekule der Flüſſigkeit an den Wänden aufſteigen. Bei der Blaſe aber bewirkt die Spannung der anomal gelagerten Waſſermolekule einen Druck auf die eingeſchloſſene Luft; ſo wird denn auch hier die concave Flüſſigkeitsober-fläche gegen die Luft der Blaſe, alſo nach oben, einen Druck ausüben.

Ein Tropfen Waſſer in einer horizontalen cylindriſchen Glasröhre wird nen an beiden Enden concaven Cylinder bilden, der ſich nicht bewegt, weil e Concavitäten an beiden Enden gleich ſind. Iſt das Röhrchen coniſch, o iſt natürlich die eine Concavität ſtärker gekrümmt als die andere, und urch die überwiegende Spannung der ſtärker gekrümmten wird das Waſ-er nach dem engern Theile der Röhre hingezogen. Ebenſo erklärt ſich icht aus der Wirkung der concaven Oberfläche das Aufſteigen des Waſ-ers in einem Röhrchen, welches vertikal in Waſſer eingetaucht wird.

Schwimmt eine hohle gläſerne Kugel auf Waſſer, ſo fängt dieſes ſchon n einem Abſtande von mehr als 6 Linien von der Kugel an, ſich rings herum gegen dieſelbe zu heben. Bringt man eine zweite Glaskugel einen Zoll weit von der erſten in das Waſſer, ſo nähern ſich die Kugeln anfangs langſam, dann ſchneller und ſchneller, bis ſie endlich an einander ſtoßen. Wären beide Kugeln feſt geweſen, ſo würde in Folge des Beſtrebens der Ebenebildung das Waſſer zwiſchen den Kugeln geſtiegen ſeyn; da ſie aber mobil ſind, ſo muß die an ſie gleichſam angeheftete und durch ihre Schwere ſinkende Waſſerfläche, welche ſich zwiſchen ihnen befindet, die Kugeln gegen einander ziehen.

Die Endosmoſe. Wenn zu einer concentrirten wäſſerigen Auflöſung 51
irgend einer Subſtanz noch mehr Waſſer zugeſetzt wird, ſo zieht dieſes nach und nach die Theilchen des aufgelöſ'ten Körpers an ſich, bis eine vollkom-men gleichförmige Vertheilung ſtattfindet. Wenn aber das Waſſer und die Löſung nicht in unmittelbarer Berührung, ſondern durch irgend einen poröſen Körper getrennt ſind, ſo müſſen die Flüſſigkeiten durch dieſe Wand zu einander übergehen, und da iſt es nun möglich, daß die poröſe Wand die eine Flüſſigkeit leichter durchläßt als die andere, ſo muß die Menge der Flüſſigkeit auf der einen oder auf der andern Seite zunehmen. Füllt man z. B: eine unten mit einer Blaſe zugebundene Glasröhre mit einer concentrirten Löſung von Kupfervitriol, taucht man dann die durch die Blaſe verſchloſſene Oeffnung in ein Gefäß mit Waſſer, ſo dringt das Waſſer allmälig durch die Blaſe in die Röhre, ſo daß in der Röhre die

Flüſſigkeit ſteigt, während ſie außen ſinkt. Umgekehrt ſinkt die Flüſſigkeit in der Röhre, wenn das Waſſer innen, die Löſung des Kupfervitriols außen iſt. Etwas von der Löſung des Kupfervitriols dringt freilich auch durch die Blaſe zum Waſſer, wie man bald an der Färbung erkennt.

Aehnliche Erſcheinungen beobachtet man, wenn man in die Röhre Alkohol gießt und ſie in Waſſer taucht. Nach einiger Zeit beobachtet man daß das Niveau der Flüſſigkeit in der Röhre geſtiegen iſt.

Dieſe Erſcheinungen wurden von Dutrochet entdeckt und mit dem Namen der Endosmoſe und Exosmoſe bezeichnet, je nachdem die Flüſſigkeit in die Röhre hineinſteigt, oder aus derſelben heraustritt.

Der in Fig. 142 dargeſtellte Apparat, den Dutrochet Endosmometer nennt, iſt ſehr geeignet, die Erſcheinung recht deutlich zu zeigen. *a* iſt eine Glasröhre, deren innerer Durchmeſſer einige Millimeter beträgt und die auf irgend eine Weiſe, etwa durch einen ſehr wohlſchließenden Kork, in dem Halſe eines weiteren Glasgefäßes befeſtigt iſt. Dieſes weitere Gefäß iſt unten durch eine Thierblaſe verſchloſſen. Dieſer mit der einen Flüſſigkeit gefüllte Apparat wird nun in ein weiteres Gefäß, welches die andere Flüſſigkeit enthält, eingeſetzt, ohne daß jedoch die Blaſe auf dem Boden des Gefäßes *n* aufſitzt.

Fig. 142.

Das Gefäß *b* mit der Röhre *a* ſey z. B. mit Weingeiſt gefüllt, das untere Gefäß enthalte Waſſer. Sobald das Gefäß *b* eingeſetzt iſt, wird ſich alsbald ein mechaniſches Gleichgewicht zwiſchen der innern und äußern Flüſſigkeit und der Spannung der Blaſe herſtellen. Es ſey bei *n* das Niveau des Waſſers, bei *n'* der Gipfel der Weingeiſtſäule in der Röhre. Nach einer Viertelſtunde beobachtet man ſchon eine bedeutende Veränderung, die Flüſſigkeit iſt nämlich ſchon um einige Millimeter über *n'* hinausgeſtiegen, und dieſes Steigen dauert fort. Wenn die Röhre ſelbſt 4 bis 5 Decimeter hoch iſt, ſo läßt ſich erwarten, daß die Flüſſigkeit nach einem Tage den Gipfel erreicht hat, um oben auszufließen. Das Waſſer iſt alſo trotz des Druckes, welchen der Alkohol in Folge ſeiner Schwere auf die Blaſe ausübt, durch die Poren derſelben in das Gefäß *b* eingedrungen; es hat alſo eine Endosmoſe des Waſſers zum Alkohol durch die Blaſe hindurch ſtattgefunden. Macht man den Verſuch in umgekehrter Ordnung, indem man das Waſſer innen, den Alkohol außen hin bringt, ſo ſinkt das Niveau in der Röhre, während es außen ſteigt. Man könnte ſagen, daß hier eine

Endosmoſe ſtattfände, allein es iſt einfacher, immer nur einen Ausdruck, nämlich Endosmoſe, anzuwenden, aber nicht zu ſagen, es findet Endosmoſe zwiſchen zwei Flüſſigkeiten Statt, ſondern es findet Endosmoſe von der einen zu der andern Statt.

Wenn man in ein Gefäß von ungebranntem Thon (etwa eine poröſe Thonzelle, wie ſie zu Grove's und Bunſen's galvaniſchen Batterieen gebraucht werden) Schwefelſäure gießt und es dann in ein anderes Gefäß mit Waſſer ſtellt, ſo findet eine ähnliche Erſcheinung Statt; das Waſſer dringt durch den Thon durch, das Niveau der Flüſſigkeit im Innern der Thonzelle ſteigt, während es außen ſinkt.

Die Wirkung der Endosmoſe dauert fort, wenn auch allmälig immer ſchwächer, bis die Flüſſigkeiten zu beiden Seiten der Scheidewand ganz gleichartig ſind.

Daß der Spiegel der Flüſſigkeit auf der einen Seite ſo hoch über das Niveau auf der andern Seite ſteigen kann, rührt daher, daß die Poren der Scheidewand zu fein ſind, als daß ein hydroſtatiſcher Druck ſich durch dieſelben fortpflanzen könnte. Wenn man Waſſer in eine poröſe Thonzelle gießt, ſo werden die Wände zwar feucht, aber das Waſſer tropft nicht durch, und eine Thierblaſe, welche gleichfalls vom Waſſer befeuchtet wird, kann nicht zum Filtriren des Waſſers gebraucht werden.

Im Pflanzen- und Thierkörper ſpielt die Endosmoſe eine bedeutende Rolle, indem durch dieſelbe größtentheils die Abſorption und Verbreitung der zur Nahrung dienenden Säfte bedingt iſt.

Elaſticität der Flüſſigkeiten. Die Flüſſigkeiten ſind, wie die feſten Körper, bis zu einem gewiſſen Grade elaſtiſch, d. h. ſie können durch einen ſtarken Druck auf ein kleineres Volumen zuſammengedrückt werden, um ſich wieder auszudehnen, wenn der Druck nachläßt; es ſind jedoch ſchon ſehr ſtarke Kräfte nöthig, um die Flüſſigkeiten nur ſehr wenig zu comprimiren.

Der Apparat, mit Hülfe deſſen Oerſted die Zuſammendrückbarkeit der Flüſſigkeiten beobachtet und gemeſſen hat, iſt Fig. 143 dargeſtellt; er beſteht im Weſentlichen aus dem, aus dickem Glaſe gemachten Compreſſionsgefäß *a*, aus einem mit einem Haarröhrchen endigenden Gefäß, welches Piezometer genannt wird und welches Fig. 144 in größerem Maaßſtabe dargeſtellt iſt. Das Haarröhrchen endigt mit einem kleinen Trichter. Für die Genauigkeit des Inſtrumentes iſt es höchſt wichtig, die Röhre ſo zu graduiren, daß das Volumen eines Röhrenſtücks, welches zwiſchen je zwei Theilſtriche fällt, ein bekannter Bruchtheil von dem Inhalt des Gefäßes ſey. Zu dieſem Zweck beſtimmt man das Gewicht des Queckſilbers, welches das ganze Gefäß des Piezometers enthält; es ſey z. B. 1000 Gramm; dann wird das Gewicht des Queckſilbers beſtimmt,

welches in einem Stück der Röhre, deſſen Länge man meſſen kann, enthalten iſt; es ſey dieſes Gewicht z. B. 0,2 Gramm für eine Länge von 100 Millimetern. In dieſem Falle iſt klar, daß der Rauminhalt eines Röhrenſtücks von 1 Millimeter Länge 0,000002 von der Capacität des Gefäßes iſt. Da man nun auf einer getheilten Röhre leicht noch ein halbes Millimeter ableſen kann, ſo kann man noch Milliontheile des Inhalts beſtimmen.

Fig. 143.

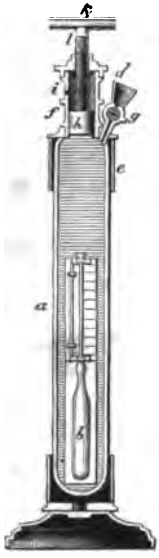
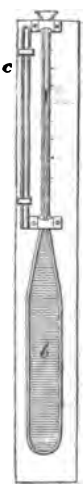


Fig. 144.



Nehmen wir nun an, man wollte mit Hülfe des Piezometers die Zuſammendrückbarkeit des Waſſers ermitteln, ſo füllt man das Inſtrument mit Waſſer, welches vollſtändig von aller Luft befreit iſt. Durch geringe Temperaturveränderungen bringt man nun ein kleines Säulchen von Luft, von Queckſilber oder von Schwefelkohlenſtoff in das Röhrchen, wodurch das Waſſer im Inſtrument begränzt wird. Iſt das Piezometer ſo vorgerichtet, ſo befeſtigt man auf der Platte, auf welcher die Theilung ſich befindet, ein kleines Luftmanometer, d. h. eine cylindriſche Glasröhre, welche 10 bis 15 Millimeter Durchmeſſer hat, 15 bis 20 Centimeter lang, unten offen und oben zugeſchmolzen iſt. Der Apparat wird dann in den Compreſſionsbehälter gebracht, welcher vorläufig ſchon mit Waſſer gefüllt iſt; dabei muß man aber die geringſte Temperaturerhöhung auf das ſorgfältigſte vermeiden, denn eine Temperaturerhöhung von einem halben Grad würde ſchon hinreichen, um den Index in den kleinen Trichter zu treiben, und eine Temperaturerniedrigung von 1 bis 2 Grad würde machen, daß der Index bis in das Gefäß zurückſinkt. Es bleibt nun noch übrig, das Waſſer in dem großen Gefäße zu comprimiren, damit ſich der Druck auf die Flüſſigkeit im Piezometer fortpflanzt. An dem obern Ende des Glasgefäßes iſt aber eine metallene Röhre *f* befeſtigt, in welcher ſich ein Kolben *h* bewegt. Dieſer Kolben befindet ſich während der Füllung über der Seitenöffnung *i* der Röhre *f*. Das Waſſer wird durch eine Röhre *g* eingegoſſen, und die Luft entweicht durch die Oeffnung *i*. Wenn das Gefäß gefüllt iſt, wird die Röhre *g* durch einen Hahn geſchloſſen und dann der Kolben *h* durch eine Schraube niedergedrückt, welche man mit Hülfe der Handhabe *k* umdreht. Man beobachtet nun zu gleicher Zeit das Manometer, welches die Größe des Drucks angiebt, und

den Index des Piezometers, um die entsprechende Volumenverminderung zu erhalten. Man würde auf diese Weise unmittelbar die Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeiten erhalten, wenn das Glas nicht selbst etwas zusammendrückbar wäre, dadurch aber wird noch eine Correction nöthig. Nach den Versuchen, die Colladon und Sturm über die Zusammendrückbarkeit des Glases anstellten, wird durch den Druck einer Atmosphäre der kubische Inhalt eines Glasgefäßes um 0,00000165 seines ursprünglichen Volumens verkleinert. Mit Berücksichtigung dieser Correction ergeben sich folgende Werthe für die Zusammendrückbarkeit verschiedener Flüssigkeiten.

Namen der Flüssigkeiten	Zusammendrückbarkeit für den Druck einer Atmosphäre in Milliontheilen des ursprünglichen Volumens.			Oersted.
	Colladon und Sturm.			
Quecksilber	3,38			2,65
Schwefelsäure	30,35			
Salpetersäure	30,55			
Schwefelkohlenstoff				31,65
Ammoniak	33,05			
Essigsäure	40,55			
Luftfreies Wasser	49,65			46,65
Salpeteräther	69			
Terpentinöl	71,35			
Salzsäureäther	84,25	für die	1. Atm.	
id.	80,60	» »	9. »	
Alkohol	94,95	» »	1. »	21,65
id.	91,85	» »	9. »	
id.	87,35	» »	24. »	
Schwefeläther bei 0°	131,35	» »	1. »	61,65
id.	120,45	» »	24. »	
id. bei 11°	148,35	» »	1. »	
id.	139,35	» »	24. »	

Man sieht, daß die Zahlen von Colladon und Sturm immer größer sind als die von Oersted. Beim Quecksilber und dem Wasser ist der Unterschied gering, beim Schwefeläther und dem Alkohol ist er jedoch sehr bedeutend. Diese beiden letzten Flüssigkeiten und der Salzsäureäther zeigen, daß die Zusammendrückbarkeit mit wachsendem Druck abnimmt. Endlich sieht man auch aus der Tabelle, daß der Schwefeläther bei 11° weit stärker zusammendrückbar ist als bei 0°.

Fünftes Kapitel.

Vom Gleichgewicht der Gaſe und dem atmoſphäriſchen Druck.

52 Die Luft iſt ein Körper, welcher nicht unmittelbar ſo auf die Sinne wirkt wie die feſten und tropfbar flüſſigen Körper, aber ſie erſcheint uns in ſo vielen Phänomenen auf der Erde, über den Gewäſſern, daß wir nicht nöthig haben, nach anderen Beweiſen ihrer Exiſtenz zu ſuchen. Es giebt Gewitter in allen Climaten und Stürme auf allen Meeren; die Luft umgiebt alſo den ganzen Erdball, überall bildet ſie eine Schicht von großer Dicke, denn überall über Ebenen wie über Berge ſieht man Wolken dahinziehen, welche vom Winde fortgetrieben werden. Ueber den Wolken ſieht man die prachtvolle Farbe des Himmels, welche ein Beweis für die Höhe der Luft iſt, wie die Farbe des Oceans die Tiefe des Waſſers beweiſt. Wenn es keine Luft gäbe, wäre der Himmel ohne Farbe und ohne Glanz; er würde als ein vollkommen ſchwarzes Gewölbe erſcheinen, auf welchem man die Sterne bei Tage mit demſelben Glanze erblicken würde wie bei Nacht. Dieſe ungeheure Luftmaſſe, welche über der Erde ausgebreitet iſt und welche ſich hoch über die Gipfel der höchſten Berge hinaus erſtreckt, führt den Namen Atmoſphäre. Der höchſte Gipfel des Himalaya erhebt ſich kaum eine Meile über das Niveau des Meeres, während, wie wir ſehen werden, die Luft ſich mindeſtens bis zu einer Höhe von 6 bis 7 Meilen erhebt.

Die chemiſchen Entdeckungen des vorigen Jahrhunderts lehrten uns mehrere Körper kennen, welche, obgleich ihrer Natur nach von der Luft verſchieden, doch dieſelben phyſikaliſchen Eigenſchaften beſaßen. Man nannte ſie Luftarten und ſprach von einer mephitiſchen Luft, einer brennbaren, einer fixen Luft. Heutzutage nennt man ſie Gaſe, gasförmige Körper oder elaſtiſche Flüſſigkeiten.

Die Gaſe ſind, wie die feſten und tropfbar flüſſigen Körper, zweierlei Kräften unterworfen, der Schwerkraft und den Molekularkräften.

53 Schon ſehr früh, ja ſelbſt ſchon vor Ariſtoteles, vermuthete man, daß die Luft ſchwer ſey. Dieſe Wahrheit wurde jedoch erſt 1640 durch Galiläi bewieſen und etwas ſpäter durch Toricelli's ſchöne Verſuche beſtätigt. Durch folgenden Verſuch läßt ſich die Schwere der Luft direct nachweiſen: Man macht einen Ballon, welcher mit einem Hahn verſehen

ist, mittelst der Luftpumpe luftleer und hängt ihn an dem einen Arme eines Wagebalkens auf, auf die andere Seite legt man Gewichte, bis das Gleichgewicht hergestellt ist. Oeffnet man nun den Hahn, so füllt sich der Ballon wieder mit Luft, das Gleichgewicht wird gestört, und die Wage neigt sich nach der Seite des Ballons hin. Auf der andern Seite muß man von Neuem Gewichte auflegen, um das Gleichgewicht wieder herzustellen, und zwar gerade so viel, als die Luft im Ballon wiegt. Für einen Ballon von 1 Liter (1 Quart) beträgt die Differenz der Gewichte mehr als ein Gramm, woraus als erste Annäherung folgt, daß ein Liter (1 Quart) Luft unter den gewöhnlichen Umständen etwas über $\frac{1}{2}$ Gramm (16 Gran) wiegt, d. h. daß das Wasser nicht ganz 1000mal so schwer ist als gewöhnliche Luft.

Statt des mit einem Hahn versehenen Ballons kann man folgende ganz wohlfeile Vorrichtung anwenden, welche außerdem noch den Vortheil hat, daß sie bei gleichem Volumen des Ballons weit weniger wiegt als die eben besprochene. Man wähle einen Ballon von nicht gar dickem Glase und nicht sehr dickem, geradem Halse, Fig. 145, aus. Der Hals wird sorgfältig mit einem wohlverschließenden Korke zugestopft, der in der Mitte durchbohrt ist. Das durch den Kork gehende Loch mag etwa 2''' Durchmesser haben. Ueber den Kork wird nun Wachstaffent gebunden, wie Fig. 145 und in größerem Maaßstabe Fig. 146 zeigt. Auf diese Weise ist der innere Raum des Ballons vollkommen von der äußern Luft abgesperrt.

Fig. 145.

Fig. 146.

Neben der Stelle, welche die Oeffnung des Korkes bedeckt, macht man zwei Einschnitte in den Wachstaffent, wie man in Fig. 142 sieht, und so ist der Ballon gewissermaßen mit einem Ventil verschlossen, durch welches Luft aus dem Ballon austreten, aber nicht eintreten kann. Bei Anstellung des Versuchs wägt man zuerst den lufterfüllten Ballon, bringt ihn dann unter die Glocke der Luftpumpe, so wird beim Evacuiren auch die Luft aus dem Ballon heraustreten. Ist er so entleert, so wird abermals gewogen, und man findet nun, daß er leichter geworden ist.

Die Molekularkräfte wirken bei Gasen ganz anders als bei festen und tropfbar flüssigen Körpern. Wir haben gesehen, daß diese Kräfte die Moleküle der festen Körper ganz fest zusammenhalten, und zwar so, daß sie ihre gegenseitige Lage nicht ändern. Auch die Moleküle tropfbar flüssiger Körper halten sie zusammen, jedoch nur so, daß ihnen noch große Freiheit bleibt, nach allen Richtungen hin sich an einander zu verschieben. Bei den Gasen aber wirken die Molekularkräfte repulsiv, die Moleküle gasförmiger

Körper haben ein Beſtreben, ſich gegenſeitig von einander zu entfernen, und in der That entfernen ſie ſich auch ſo weit von einander, bis äußere Hinderniſſe eine weitere Ausdehnung unmöglich machen. Die Luft, welche in einem Gefäße enthalten iſt, drückt alſo fortwährend gegen die Wände.

Dies Beſtreben der Luft, ſich auszudehnen, wird leicht durch folgenden Verſuch nachgewieſen. Man legt unter die Glocke der Luftpumpe eine nur wenig Luft enthaltende und deshalb runzlige Thierblaſe, deren Oeffnung feſt zugebunden iſt. Nach einigen Kolbenzügen ſchon bläht ſich die Blaſe auf und iſt endlich gerade ſo ſtraff angeſpannt, als ob man mit aller Gewalt Luft hineingeblaſen hätte. Läßt man die Luft wieder in den Recipienten hineintreten, ſo ſchrumpft die Blaſe wieder zuſammen. Die in der Blaſe eingeſchloſſene Luft hat alſo wirklich ein Beſtreben, ſich auszudehnen, nur wird demſelben durch die umgebende Luft Widerſtand geleiſtet. Anſtatt der Blaſe hätte man auch ein ſehr dünnes, mit einem Korke verſchloſſenes Glas unter den Recipienten ſetzen können; entweder würde der Stopfen in die Höhe geſchleudert, oder das Glas zerſprengt worden ſeyn, vorausgeſetzt, daß der Stopfen nicht zu feſt ſitzt, oder das Glas nicht zu ſtark iſt. Dieſer Druck, welchen die Luft gegen die Wände der ſie einſchließenden Gefäße ausübt, iſt dasjenige, was man ihre Elaſticität, ihre Spannkraft, ihre Tenſion, ihre Expanſivkraft nennt.

Eine Feder zeigt nur dann Elaſticität, wenn man ſie zuſammendrückt, ſie verliert ihre Spannung, ſobald ſie in ihren urſprünglichen Zuſtand zurückgekehrt iſt. Die Luft hat aber immer eine Expanſivkraft, es giebt für ſie kein urſprüngliches Volumen, weil ſie immer einen größern Raum einzunehmen ſtrebt. Brächte man ein Liter gewöhnlicher Luft in einen leeren Raum von mehreren Kubikmetern, ſo würde ſie ſich in dem ganzen Raume gleichförmig verbreiten, ſie würde immer noch ein Beſtreben haben, ſich auszudehnen, und würde alſo auch noch einen Druck auf die Wände ausüben.

54 Für Gaſe giebt es nur eine Bedingung des Gleichgewichts, nämlich die, daß die Elaſticität in einer und derſelben horizontalen Schicht ſich gleich bleibt. Die Bedingung iſt der zweiten Gleichgewichtsbedingung flüſſiger Körper analog und leitet ſich aus denſelben Principien, nämlich aus der Beweglichkeit der Theilchen und der Wirkung der Schwere auf dieſelben ab.

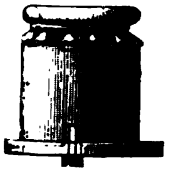
Wenn das Gleichgewicht einer Luftmaſſe ſtabil ſeyn ſoll, ſo müſſen die tiefſten Luftſchichten nothwendig die dichteſten ſeyn. Es gilt dies ſowohl für die Luft, welche in einem Gefäße eingeſchloſſen iſt, als auch für die ganze Luftmaſſe, welche die Erde umgiebt. Auf der Oberfläche des Meeres iſt deshalb der Luftdruck ſtärker als auf den Gipfeln der Berge.

Die Gaſe können keine freie Oberfläche haben, wie die flüſſigen Körper, weil ſie ſich, vermöge ihrer Elaſticität, bis ins Unendliche ausdehnen würden, wenn ſie nicht durch äußere Hinderniſſe zurückgehalten ſind. Man

könnte daraus den Schluß ziehen, daß die Atmosphäre nicht, wie eben gesagt wurde, in einer Höhe von 6—7 Meilen begränzt seyn könne, sondern sich in alle Himmelsräume verbreiten müsse. Wir werden jedoch später sehen, daß dies nicht der Fall ist, und ohne vor der Hand die Ursachen angeben zu können, welche die Luftmoleküle zurückhalten, wollen wir doch einstweilen als Thatsache annehmen, daß die Atmosphäre begränzt sey.

Druck der Luft. Sind einmal die allgemeinen Gleichgewichtsbedin- 55
gungen festgestellt, so können wir durch directe Versuche beweisen, daß alle unteren Luftschichten in der That durch die oberen gedrückt sind und daß die Größe dieses Drucks sich ändert, wenn man sich mehr und mehr über das Niveau des Meeres erhebt.

Fig. 147.



Man setze auf den Teller der Luftpumpe einen Glascylinder mit etwas dicken Wänden, welcher oben mit einer Thierblase verschlossen ist, die stark angespannt und an dem Rande recht festgebunden seyn muß. Die Blase erleidet von beiden Seiten gleichen Druck und bildet deshalb eine Ebene. Wenn man nun auf irgend eine Weise mehr Luft in den Cylinder hineinbliese, so würde sich die Blase nach außen wölben; zieht man umgekehrt die Luft aus dem Cylinder heraus, so gewinnt der äußere Luftdruck das Uebergewicht und drückt die Blase nach innen. Letzteres läßt sich leicht mit Hülfe der Luftpumpe bewerkstelligen. Bei den ersten Kolbenzügen schon wird die Blase nach innen gekrümmt; je mehr man auspumpt, desto mehr nimmt die Krümmung zu. Stößt man, wenn die Blase auf diese Weise sehr stark gespannt ist, mit einem etwas spitzen Körper auf dieselbe, so zerreißt sie in tausend Stücke, wobei man einen Knall wie einen Pistolenschuß hört. Dieser Knall wird durch das heftige Eindringen der Luft hervorgebracht; man kann sich aus der Kraft dieses Eindringens einen Begriff von der Größe des Luftdrucks machen, welcher auf der Blase lag.

Hätte man die ganze Anordnung so geändert, daß die Blase eine schräge Stellung gehabt, oder daß der Luftdruck von unten nach oben gewirkt hätte, so würde man denselben Effect erhalten haben, weil die Luft nach allen Seiten hin auf gleiche Weise drückt.

Dieser Versuch scheint sehr auffallend, weil man nicht begreifen kann, wie die Luft, welche sich in einem Zimmer befindet, einen so enormen Druck ausüben kann. Von dem Gewichte der Luftsäule, welche auf der Blase ruht und sich von derselben bis zu der Decke des Zimmers erstreckt, kann diese Wirkung nicht herrühren, denn selbst eine Wassersäule von dieser Höhe könnte sie nicht hervorbringen. Hätte man den Versuch unter freiem Himmel angestellt, so hätte die Blase offenbar den Druck einer Luftsäule aus-

zuhalten gehabt, deren Höhe gleich iſt der Höhe der ganzen Atmoſphäre. Derſelbe Druck wirkt aber auch noch im Zimmer, denn die Luft des Zimmers iſt ja durch den vollen Atmoſphärendruck gepreßt.

56 **Meſſung des Luftdrucks.** Da die Luft die ganze Erde umgiebt, ſo preßt ſie auf Alles gerade ſo wie auf die Blaſe, ſie drückt ebenſo auf alle Feſtländer wie auf die Gewäſſer. Taucht man das eine Ende einer Röhre in ein mit Waſſer gefülltes Gefäß, ſo wird ſich die Flüſſigkeit in der Röhre ſo hoch ſtellen wie außerhalb, weil der Luftdruck in der Röhre gerade ſo auf das Niveau der Flüſſigkeit wirkt wie außerhalb. Saugt man aber einen Theil der Luft aus der Röhre, ſo ſteigt die Flüſſigkeit in ihr um ſo mehr, je länger man ſaugt. Durch dieſes Saugen wird nämlich der Luftdruck im Innern der Röhre vermindert, während der äußere Luftdruck unverändert bleibt. Der Ueberſchuß des äußern Luftdrucks nun preßt die Flüſſigkeit im Innern der Röhre in die Höhe, bis das Gewicht der gehobenen Waſſerſäule dieſem Ueberſchuß das Gleichgewicht hält. Macht man das Innere der Röhre vollkommen luftleer, ſo muß das Waſſer ſo hoch ſteigen (vorausgeſetzt, daß das Rohr hoch genug iſt), daß das Gewicht der gehobenen Waſſerſäule dem Gewichte einer bis zur Gränze der Atmoſphäre reichenden Luftſäule von derſelben Baſis gleich iſt. Auf dieſe Weiſe kann man das Gewicht der ganzen Luftſäule beſtimmen, wie hoch ſie auch ſeyn mag.

Den Pumpenmachern von Florenz verdanken wir den erſten Keim der Entdeckung dieſes wichtigen Geſetzes. Als ſie in einem Saugrohre das Waſſer über 32 Fuß heben wollten, ſahen ſie zu ihrem größten Erſtaunen, daß es nicht höher ſtieg. Damals erklärte man das Aufſteigen der Flüſſigkeiten, indem man ſagte, die Natur habe einen horror vacui. Galiläi genügte eine ſolche Erklärung nicht, und als ihm die von den Pumpenmeiſtern gemachte Beobachtung mitgetheilt wurde, kam er gleich auf die Vermuthung, daß die Schwere der Luft die wahre Urſache der Erſcheinung ſey. Sein Schüler Toricelli gab dafür entſcheidende Beweiſe. Er machte ungefähr folgende Schlußfolge. Wenn zwei verſchiedene Flüſſigkeitsſäulen ſich das Gleichgewicht halten ſollen, ſo müſſen die Höhen der beiden Säulen ſich umgekehrt verhalten wie ihre Dichtigkeiten. Das Queckſilber wiegt nahe 14mal ſo ſchwer als Waſſer. Wenn nun der Druck der atmoſphäriſchen Luft eine Waſſerſäule von 32 Fuß tragen kann, ſo muß er demnach auch eine Queckſilberſäule von $^{32}/_{14}$ Fuß, d. h. von nahe 28 Zoll tragen können. Der Verſuch iſt leicht anzuſtellen. Man füllt eine Glasröhre, welche ungefähr 30 Zoll lang und an dem einen Ende verſchloſſen iſt, mit Queckſilber, hält das offene Ende mit dem Finger zu und kehrt die Röhre um. Taucht man das mit dem Finger verſchloſſene Ende in ein Gefäß mit Queckſilber, Fig. 148, zieht den Finger alsdann weg, ſo wird das Queckſilber alsbald um einige Zoll fallen und zwar ſo weit, daß die Erhebung des Queckſilbers

Fig. 148.

in der Röhre über das Niveau des Queckſilbers in dem Gefäße ſo groß iſt, wie es aus den eben angeführten Betrachtungen folgt. Die in der Röhre getragene Queckſilberſäule iſt als ein Gegengewicht gegen den atmoſphäriſchen Luftdruck zu betrachten. Dieſer Apparat iſt das Barometer. Der leere Raum über der Queckſilberſäule des Barometers iſt die Toricelli'ſche Leere.

Wir können nun die bisher beſprochenen Reſultate präciſer ausdrücken. Die vertikale Höhe des Niveaus s in der Röhre über dem Niveau ab, Fig. 148, heißt die Barometerhöhe. Sie iſt nicht an allen Orten und nicht zu allen Zeiten dieſelbe. Am Ufer des Meeres beträgt ſie durchſchnittlich 76 Centimeter oder, was ſehr nahe daſſelbe iſt, 28 pariſer Zoll. Eine ſolche Queckſilberſäule von 1 Quadratcentimeter Grundfläche hat einen Kubikinhalt von 76 Kubikcentimetern. Da nun ein Kubikcentimeter Queckſilber 13,59 Gramme wiegt, ſo iſt der Druck dieſer Säule auf ihre Baſis $76 \times 13{,}59$ Gramm $= 1{,}033$ Kilogrammen. Die atmoſphäriſche Luftſäule, welche im Niveau des Meeres auf einem Quadratcentimeter Baſis ruht, drückt alſo auf dieſe Fläche mit einem Gewichte von 1,033 Kilogr. Man kann dieſe Rechnung noch weiter treiben und das Gewicht der ganzen Luftmaſſe beſtimmen, welche die Atmoſphäre bildet. So viel Quadratcentimeter nämlich die Erdoberfläche enthält, ſo vielmal 1,033 Kilogr. wiegt dieſe Luftmaſſe.

Dieſe Berechnung würde bei Zugrundelegung eines andern Maaßſyſtems viel umſtändlicher geweſen ſeyn, weil bei andern Maaßſyſtemen keine einfache Beziehung zwiſchen Volumen und Gewicht beſteht, doch läßt ſich unſer Reſultat jetzt leicht in ein ander Maaßſyſtem übertragen. 1 Quadrat-Zoll preuß. $= 6{,}8405$ Quadr.-Centimeter, jeder Quadrat-Zoll Oberfläche hat alſo durch die Atmoſphäre einen Druck von $6{,}8405 \times 1{,}033 = 7{,}066$ Kilogr. $= 15{,}11$ preuß. Pfund; jeder Quadrat-Fuß hat alſo einen Druck von $15{,}11 \times 144 = 2175{,}84$ Pfunden auszuhalten.

Conſtruction des Barometers. Man hat dieſem Inſtrumente 57
ſehr verſchiedene Formen gegeben, je nach dem Gebrauche, den man davon machen will. Welche Form man aber auch wählen mag, ſo müſſen doch ſtets gewiſſe Bedingungen erfüllt ſeyn, wenn man Genauigkeit fordert.

1) Das Queckſilber muß ſehr rein ſeyn, weil ſich ſeine Dichtigkeit mit ſeiner Reinheit ändert, und weil das unreine Queckſilber am Glaſe anhängt. Das Queckſilber des Handels hat in der Regel nicht die erforderliche Reinheit. Man reinigt es am beſten dadurch, daß man es mit reiner, aber ſtark verdünnter Salpeterſäure wiederholt ſchüttelt. Will man auf dieſem Wege alle Unreinigkeiten wegſchaffen, ſo muß man das Queckſilber

mehrere Wochen lang mit der Säure in Berührung laſſen. Nachdem man die Säure vom Queckſilber entfernt hat, muß man dafür ſorgen, daß auch keine Spur derſelben zurückbleibt, was man durch wiederholtes Auswaſchen mit deſtillirtem Waſſer erreicht.

Das deſtillirte Queckſilber enthält ſtets aufgelöſtes Queckſilberoxyd, welches jedoch durch Schütteln mit verdünntem Schwefelammonium weggeſchafft werden kann.

2) Die Höhe der durch den Luftdruck getragenen Queckſilberſäule muß ſehr genau gemeſſen werden können. Dies iſt jedoch nur dann möglich, wenn das Barometerrohr eine vollkommen vertikale Stellung hat. Zur Meſſung dieſer Höhe iſt in der Regel neben der Queckſilberſäule ein Maaßſtab angebracht. An dieſem Maaßſtabe befindet ſich ein beweglicher Zeiger, der mit einem Nonius verbunden iſt und einen Theil des Glasrohrs umſchließt. Dieſer Zeiger wird in die Höhe der zu beobachtenden Queckſilberkuppe gerückt und dann der Nonius abgeleſen. Hat man jedoch während des Einſtellens das Auge nicht genau in der Höhe der Queckſilberkuppe gehalten, ſo iſt auch der Zeiger nothwendig falſch eingeſtellt worden, nämlich zu hoch oder zu tief, wenn ſich das Auge über oder unter der Kuppe befand.

Manchmal iſt die Theilung auf dem Barometerrohre ſelbſt eingeätzt, oder man hat die Theilung gerade hinter das Rohr gebracht, ſo daß das beobachtende Auge die Queckſilberkuppe gerade vor der Theilung erblickt. Auch hier iſt derſelbe Beobachtungsfehler möglich wie beim Zeiger, daß man nämlich das Auge nicht genau in die Höhe der Queckſilberkuppe hält und deshalb die Höhe der Säule etwas zu groß oder zu klein ſchätzt.

Fig. 149.

Eine äußerſt ſinnreiche Einrichtung hat Wilhelm Weber angegeben, wodurch dieſer Fehler völlig vermieden wird (Pogg. Ann. Bd. 40, S. 28). Die Theilung befindet ſich auf der Vorderſeite eines Streifens von dickem Spiegelglaſe, auf deſſen Hinterſeite die eine Längenhälfte foliirt iſt, ſo daß der Glasſtreifen, von vorn betrachtet, zur Hälfte durchſichtig iſt, zur Hälfte als Spiegel erſcheint (Fig. 149). Das Barometerrohr iſt hinter dieſem Glasſtreifen ſo angebracht, daß ſeine Mittellinie gerade hinter der Gränzlinie des Spiegels liegt, daß man alſo nur die eine Hälfte der Queckſilberſäule ſieht. Wenn die Scala vertikal ſteht, ſo iſt der Punkt des Spiegels, an welchem der Beobachter das Bild ſeines Auges erblickt, genau in der Höhe des Auges ſelbſt; wenn man alſo das Bild des Auges gerade neben der Queckſilberkuppe erblickt, ſo hat

das Auge die richtige Stellung, und die Beobachtung ist somit von dem vorher gerügten Fehler frei.

Dies ist jedenfalls der wesentlichste Vortheil der Weber'schen Einrichtung, überdies aber ersetzt sie den Nonius vollkommen. Es ist klar, daß man in dem Spiegel das Bild der Theilung erblickt, im Bilde erscheint aber die Entfernung zweier Theilstriche kleiner als auf der Theilung selbst, denn das Bild der Theilung erscheint dem Beobachter gerade so, als ob man die Theilung um die doppelte Dicke des Glases zurückgerückt hätte. Es stehen demnach die Theilung und ihr Bild gerade in einer solchen Beziehung zu einander, wie die Haupttheilung eines Maaßstabes zur Noniustheilung. Es gehört jedoch viel Gewandtheit im Beobachten dazu, um von der Weber'schen Scala auch noch diesen Vortheil zu ziehen.

Häufig bringt man bei Barometern auch Mikroskope an, um die Quecksilberkuppe zu beobachten. Bei diesen ist natürlich auch ein vollkommen richtiges Einstellen gesichert.

3) Der Raum über der Quecksilbersäule muß vollkommen luftleer seyn, denn wenn Luft in diesem Raume zurückbliebe, oder Dämpfe sich darin befänden, so würde ihre Tension die Quecksilbersäule niederdrücken. Um diesen Zweck zu erreichen, wird das Quecksilber in der Röhre auf folgende Weise ausgekocht: Man füllt $\frac{1}{3}$ der Röhrenlänge mit Quecksilber an und kocht es seiner ganzen Ausdehnung nach über einem Kohlenfeuer; alsdann gießt man eine neue Portion Quecksilber zu, welches aber etwas warm seyn muß, damit die Röhre nicht springt, und kocht die neu hinzugegossene Quecksilbersäule auf dieselbe Weise, und so fort, bis man fast die ganze Röhre auf diese Weise behandelt hat, und gießt zuletzt noch etwas heißes Quecksilber auf, um die Röhre vollständig zu füllen. Durch diese Operation wird sowohl die Luft, als auch die Feuchtigkeit, welche an den Röhrenwänden anhaftet, entfernt.

Wenn in der Toricelli'schen Leere noch etwas Luft zurückgeblieben ist, so erkennt man dies daran, daß, wenn man das Barometer neigt, das Rohr sich nicht vollkommen mit Quecksilber füllt, sondern daß ein kleines Luftbläschen am Gipfel der Röhre zurückbleibt. Nach und nach bringt fast immer etwas Luft in die leere Kammer der Barometer; der Fehler, der daraus entsteht, ist jedoch um so geringer, je größer das Volumen der leeren Kammer ist.

Je länger man das Quecksilber in der Röhre kocht, desto flacher wird die Kuppe im Barometerrohre, ja der Quecksilberspiegel erscheint zuletzt fast ganz eben. Man hielt dies früher für einen Beweis, daß alle Luft vollständig aus dem Rohre entfernt sey; Dulong hat jedoch gezeigt, daß das Verschwinden der Quecksilberkuppe daher rühre, daß dem

Queckſilber etwas Queckſilberoxyd beigemengt ſey, wodurch das Anhaften an das Glas vermehrt wird. Dieſes Oxyd bildet ſich während des Auskochens.

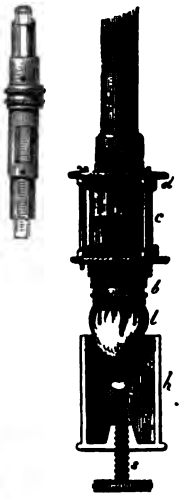
Man hat aus dieſem Grunde in neueren Zeiten das Auskochen oft ganz unterlaſſen und ſucht die am Glaſe anhängende Luft und Feuchtigkeit dadurch zu entfernen, daß man das Queckſilber warm in die Röhre füllt. Bei Gefäßbarometern, d. h. bei ſolchen, welche aus einer vollkommen geraden Röhre beſtehen, deren unteres Ende in ein größeres Gefäß mündet, wie beim Toricelli'ſchen Verſuche, geſchieht dies, indem man eine etwas weite Thermometerröhre, welche oben trichterförmig mündet, bis auf den Boden in das Barometerrohr hineinſteckt und dann durch dieſen langen Trichter das Queckſilber warm eingießt. Wenn dies mit Sorgfalt ausgeführt wird, ſo läßt ſich ebenfalls Luft und Feuchtigkeit vollſtändig entfernen, die Queckſilberkuppe verſchwindet jedoch niemals wie bei den ausgekochten Röhren.

Mohr hat vorgeſchlagen, um das ſchwierige Auskochen zu vermeiden, das mit Queckſilber gefüllte Barometerrohr mit einer Luftpumpe in Verbindung zu bringen und dann die Luft durch Auspumpen zu entfernen.

Die Röhren, welche man zu Barometern anwenden will, dürfen nicht zu eng ſeyn, denn bei weiten Röhren bringt, wie ſchon erwähnt, ein ganz kleines Luftbläschen, welches etwa in den leeren Raum eingedrungen ſeyn ſollte, einen völlig verſchwindenden Fehler hervor; man nimmt deshalb zu ſehr genauen Barometern mitunter Röhren von 6‴ Durchmeſſer. Enge Röhren haben aber noch einen größern Nachtheil, daß ſie das Barometer unempfindlich machen. Bei engen Röhren iſt nämlich der Einfluß des Reibungswiderſtandes an den Glaswänden und des Anhaftens des Queckſilbers an denſelben, namentlich, wenn etwas Queckſilberoxyd dem Queckſilber beigemiſcht iſt, ſo bedeutend, daß geringe Veränderungen im Luftdrucke von einem ſolchen Barometer gar nicht angegeben werden, d. h. der Luftdruck kann ſich etwas ändern, ohne daß die Queckſilberkuppe ihre Stellung ändert; es iſt ein Anſtoßen des Inſtrumentes, eine Erſchütterung nöthig, damit dieſe Widerſtände überwunden werden und die Kuppe ihre richtige Stellung einnimmt. Selbſt bei Barometern, welche man nur zu Witterungsbeobachtungen anwenden will, darf das Rohr nicht weniger als eine Linie Durchmeſſer haben. Von den Correctionen, welche man an den gemeſſenen Barometerhöhen in Beziehung auf Capillarität und Temperatur anzubringen hat, wird ſpäter die Rede ſeyn.

Gehen wir nun zur nähern Beſchreibung der verſchiedenen Arten von Barometern über, ohne jedoch die Künſteleien anzuführen, durch welche man die Barometer in zierliche Möbel umgeſtalten wollte, oder ſie em

Fig. 155. Fig. 156 b. Fig. 156 a.



ten, daß man beim Ablesen das Auge über oder unter die Horizontalebene der Queckſilberkuppe hält, iſt auf dem Metallrohre ein Schieber angebracht, Fig. 156 b, in welchem ſich ebenfalls zwei diametral gegenüberſtehende Spalten befinden, welche auf die Spalten des Rohres paſſen und nur etwas breiter ſind als jene, ſo daß man noch die Theilung des Rohres ſehen kann. Die oberen Ränder der beiden Spalten im Schieber ſind genau in gleicher Höhe. Man ſtellt den Schieber nur ſo, daß die Queckſilberkuppe und die oben erwähnten beiden Ränder in eine gerade Linie fallen, daß alſo die über die beiden Ränder hin gerichtete Viſirlinie die Queckſilberkuppe

rt. Man hat jetzt nur zu ſehen, welcher Theilſtrich des Rohres der dieſer Viſirlinie entſpricht. Um auch Unterabtheilungen der Theilung em Rohre noch beſtimmen zu können, iſt der Schieber mit einem us verſehen.

ariationen des Barometerſtandes. Das Gewicht der atmoſphä- 58
n Luftſäule, welche ſich über uns befindet, iſt durch mancherlei Einbedingt. Der beſtändige Wechſel der Temperatur, die Winde, die derliche Menge der in der Luft verbreiteten Waſſerdämpfe führen fortnde Aenderungen des Luftdrucks mit ſich, welcher auf das Barometer Man begreift demnach ſehr wohl, daß die Barometerſäule an einem emſelben Orte nicht ſtationär bleiben kann, und daß ſie mehr oder er bedeutende Variationen erleidet. In unſeren Gegenden z. B. verfaſt kein Tag, an welchem der Barometerſtand ſich nicht um einige meter änderte. Im Allgemeinen unterſcheidet man zweierlei Arten von ankungen des Barometers, nämlich *periodiſche* und *zufällige* ankungen. Die erſteren treten regelmäßig zu beſtimmten Zeiten ein aben eine conſtante Größe; die letzteren hingegen ſind unregelmäßig,

Heberbarometer die Röhre ſo gebogen iſt, daß der offene Schenkel in einer geraden Linie mit dem obern Theile des längern Schenkels liegt. Dieſe Einrichtung hat zum Zweck, daß man die Stellung beider Queckſilberkuppen auf einer und derſelben geradlinigen Scala ableſen kann. Statt der verſchiebbaren Scala hat man auch ſolche, deren Nullpunkt zwiſchen den beiden Kuppen liegt. Man lieſ't ab, wie viel die eine Kuppe über, die andere unter dieſem Nullpunkte liegt, die Summe dieſer beiden Entfernungen iſt die Barometerhöhe.

Fig. 154.

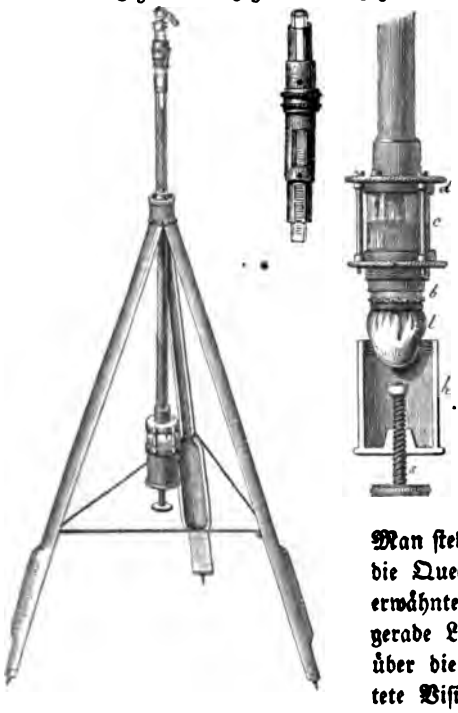
Auch findet man bei Gay-Luſſac'ſchen Barometern die Theilung oft auf das Glas geätzt.

Man würde nur eine Kuppe zu beobachten nöthig haben, wenn die Queckſilbermaſſe des Barometers durch Temperaturveränderungen nicht ihr Volumen änderte; ſo lange die Temperatur nicht wechſelt, muß die Queckſilberſäule bei verändertem Luftdrucke im einen Schenkel genau ſo viel ſteigen, wie ſie im andern fällt; man könnte alſo aus den Schwankungen des einen Schenkels auf die im andern ſchließen; dieſe Schlüſſe bleiben jedoch nur ſo lange wahr, als ſich die Temperatur nicht ändert; die fortwährenden Variationen der Temperatur machen deshalb die Beobachtung beider Kuppen nöthig.

Das Rohr iſt in einer Hülſe von Holz befeſtigt, Fig. 154, welche geſchloſſen einen Stab bildet und zum Transport ſehr bequem iſt.

Das Fortin'ſche Barometer, Fig. 155, iſt ein Gefäßbarometer und dadurch ausgezeichnet, daß das Queckſilber im Gefäße ein conſtantes Niveau hat. Der Boden des Gefäßes iſt nämlich durch einen Lederbeutel *l*, Fig. 156 a, gebildet, gegen welchen von unten auf eine Schraube *s* drückt. Je nachdem man die Schraube *s* dreht, wird der Queckſilberſpiegel im Gefäße gehoben oder geſenkt. Von dem Deckel des Gefäßes aber geht ein unten zugeſpitzter Stift von Elfenbein herab, welcher ſich auf der glänzenden Oberfläche des Queckſilbers ſpiegelt. Durch Drehen der Schraube *s* iſt es nun leicht, die Oberfläche des Queckſilbers genau mit der Spitze des Stiftes in Berührung zu bringen; es iſt dies nämlich der Fall, wenn die Spitze des Stiftes und die Spitze ſeines Bildes in Berührung ſind. Dieſe Spitze iſt der Nullpunkt der Barometerſcala. Das Barometerrohr iſt von einem Metallrohre umgeben, in deſſen obern Theil zwei Spalten diametral einander gegenüberſtehend angebracht ſind, durch welche man die Queckſilberkuppe ſehen kann. Auf dieſem Metallrohre iſt auch die Theilung angebracht, deren Nullpunkt der richtig eingeſtellte Spiegel des Queckſilbers im Gefäße iſt. Man könnte die Höhe der Barometerſäule direct auf jener Theilung ableſen; um jedoch Fehler zu vermeiden, welche dadurch entſtehen könn-

Fig. 155. Fig. 156 b. Fig. 156 a.



ten, daß man beim Ablesen das Auge über oder unter die Horizontalebene der Quecksilberkuppe hält, ist auf dem Metallrohre ein Schieber angebracht, Fig. 156 b, in welchem sich ebenfalls zwei diametral gegenüberstehende Spalten befinden, welche auf die Spalten des Rohres passen und nur etwas breiter sind als jene, so daß man noch die Theilung des Rohres sehen kann. Die oberen Ränder der beiden Spalten im Schieber sind genau in gleicher Höhe. Man stellt den Schieber nur so, daß die Quecksilberkuppe und die oben erwähnten beiden Ränder in eine gerade Linie fallen, daß also die über die beiden Ränder hin gerichtete Visirlinie die Quecksilberkuppe tangirt. Man hat jetzt nur zu sehen, welcher Theilstrich des Rohres der Höhe dieser Visirlinie entspricht. Um auch Unterabtheilungen der Theilung auf dem Rohre noch bestimmen zu können, ist der Schieber mit einem Nonius versehen.

Variationen des Barometerstandes. Das Gewicht der atmosphä- 58
rischen Luftsäule, welche sich über uns befindet, ist durch mancherlei Einflüsse bedingt. Der beständige Wechsel der Temperatur, die Winde, die veränderliche Menge der in der Luft verbreiteten Wasserdämpfe führen fortwährende Aenderungen des Luftdrucks mit sich, welcher auf das Barometer wirkt. Man begreift demnach sehr wohl, daß die Barometersäule an einem und demselben Orte nicht stationär bleiben kann, und daß sie mehr oder weniger bedeutende Variationen erleidet. In unseren Gegenden z. B. vergeht fast kein Tag, an welchem der Barometerstand sich nicht um einige Millimeter änderte. Im Allgemeinen unterscheidet man zweierlei Arten von Schwankungen des Barometers, nämlich *periodische* und *zufällige* Schwankungen. Die ersteren treten regelmäßig zu bestimmten Zeiten ein und haben eine constante Größe; die letzteren hingegen sind unregelmäßig,

ſo daß man weder ihre Zeit, noch ihre Größe vorausſehen kann. Wir werden dieſen Gegenſtand in der Meteorologie weiter beſprechen.

59 **Größe des Luftdrucks.** Wir haben oben in Nr. 56 ermittelt, wie groß der Luftdruck iſt, welcher dem Barometerſtande von 760^{mm} entſpricht. Ganz auf dieſelbe Weiſe läßt ſich die Größe des Luftdrucks für jede Barometerhöhe berechnen. Man wird die Reſultate finden, wie ſie in folgenden Tabellen enthalten ſind.

Höhe der Queckſilberſäule.	Druck auf ein Quadratmeter.	Höhe der Queckſilberſäule.	Druck auf ein Quadratmeter.	Höhe der Queckſilberſäule.	Druck auf ein Quadratmeter.
500^{mm}	6793^{kg}	600^{mm}	8152^{kg}	700^{mm}	9510^{kg}
510	6929	610	8287	710	9646
520	7065	620	8423	720	9782
530	7201	630	8559	730	9918
540	7336	640	8695	740	10054
550	7472	650	8831	750	10189
560	7608	660	8967	760	10325
570	7744	670	9105	770	10461
580	7880	680	9238	780	10597
590	8016	690	9374	790	10733

oder auch

Höhe der Queckſilberſäule in par. Z.	Druck auf 1 preuß. Quadratfuß in preuß. Pfund.	Höhe der Queckſilberſäule in par. Z.	Druck auf 1 preuß. Quadratfuß in preuß. Pfund.
29	2254	24	1865
28	2176	23	1787
27	2098	22	1710
26	2021	21	1633
25	1943	20	1554

60 **Wirkung des Luftdrucks auf den menſchlichen Körper.** Der menſchliche Körper iſt ſo gut wie jeder andere dem Drucke der Atmoſphäre ausgeſetzt, und da die Oberfläche eines ausgewachſenen Menſchen weit mehr als ein Quadratmeter beträgt, ſo iſt der Totaldruck, der von allen Seiten her gleichförmig vertheilt gegen den Körper wirkt, allerdings ſehr bedeutend, er beträgt 30- bis 40tauſend Pfund.

Das ſcheint für den erſten Anblick allerdings unglaublich, und es giebt viele, ſelbſt gebildete und geiſtreiche Leute, welche eine ſolche Behauptung für baaren Unſinn halten, welche die ganze Lehre vom Luftdrucke als falſch verwerfen, weil ſie zu ſolchen, ihrer Anſicht nach ganz abſurden Folgerungen führt. Drieberg, welcher erſt kürzlich ein Werkchen gegen den Luftdruck ſchrieb, ſagt in ſeiner Vorrede: »Nach dem weiſen Rathſchluſſe der Phyſikbefliſſenen müſſen wir armen Creaturen uns bekanntlich mit einer Luftlaſt von 30- bis 40tauſend Pfund herumſchleppen, und ſelbſt die Elßler, wenn ſie auf der großen Zehe ſteht, trägt ihre 30tauſend Pfündchen u. ſ. w.«

Eine ſolche Ausdrucksweiſe zeigt ſchon ein Mißverſtehen der Lehre vom

Luftdrucke, denn da er ja gleichmäßig von allen Seiten, also von oben und unten, von vorn und hinten, von der rechten und linken Seite wirkt, so kann hier weder von einem »Schleppen«, noch von einem »Tragen« die Rede seyn, solche Ausdrücke sind nur auf einen einseitigen Druck anwendbar.

Aber man könnte einwenden, wenn ein so starker Druck auch ganz gleichförmig und von allen Seiten her gegen den Körper wirkt, so müßte er ja den Körper in sich selbst zusammenpressen, er müßte ihn zermalmen!

Was soll aber zermalmt werden? Das Knochengerüst? es könnte noch einen weit stärkern Druck aushalten; die mit Flüssigkeiten und Luft gefüllten Gefäße und Höhlungen des Körpers? Die im Körper befindliche Luft ist von gleicher Dichtigkeit mit der äußeren, sie kann also durch den Luftdruck nicht weiter comprimirt werden; daß aber die im Körper enthaltenen Flüssigkeiten nicht zerdrückt werden können, versteht sich von selbst.

Es bleibt demnach nur noch etwa der Zweifel zu heben übrig, ob nicht die zarten Häutchen und Gewebe, welche die Hüllen der einzelnen Gefäßchen bilden, durch einen so starken Druck Noth leiden müßten. Von einem Zerreißen der zarten Gewebe kann aber keine Rede seyn, weil der Druck gleichmäßig von beiden Seiten wirkt; um aber die Häutchen etwa zu zerquetschen, ist der Druck nicht stark genug. Da es sich hier nur um kleine Gefäßchen handelt, so kommt auch nur der Druck in Betracht, der auf die kleine Oberfläche derselben wirkt; aus der obigen Tabelle aber kann man entnehmen, daß der Luftdruck auf eine 1 Quadr.-Centim. (ungefähr 20 Quadratlinien) große Oberfläche nur 1 Kilogr. (2 Pfund), auf 1 Quadr.-Millim. (ungef. $^2/_{10}$ Quadratlinien) aber nur 1 Centigr. (ungef. $^3/_5$ Lth.) beträgt.

Wenn man die Sache auf diese Weise betrachtet, so fällt alles Auffallende und Unbegreifliche weg. Die Lehre vom Luftdrucke, der auf den menschlichen Körper wirkt, erhält nur dadurch etwas Paradoxes, daß man durch die Summation der Pressungen, welche auf die einzelnen Theilchen wirken, enorme Zahlen erhält, während doch jedes einzelne Theilchen für sich mit dem Luftdrucke im Gleichgewichte steht, und nicht der Totaldruck einseitig gegen eine Stelle des Körpers wirkt.

Wenn man den Luftdruck von irgend einer Stelle des Körpers entweder mit Hülfe eines Schröpfkopfes oder einer Luftpumpe wegnimmt, so wird der Inhalt der Gefäßchen ein Bestreben geltend machen, sich auszudehnen.

Wie wichtig der Luftdruck für die Oekonomie der Kräfte des menschlichen Körpers ist, haben die classischen Untersuchungen der Gebrüder Weber gezeigt.

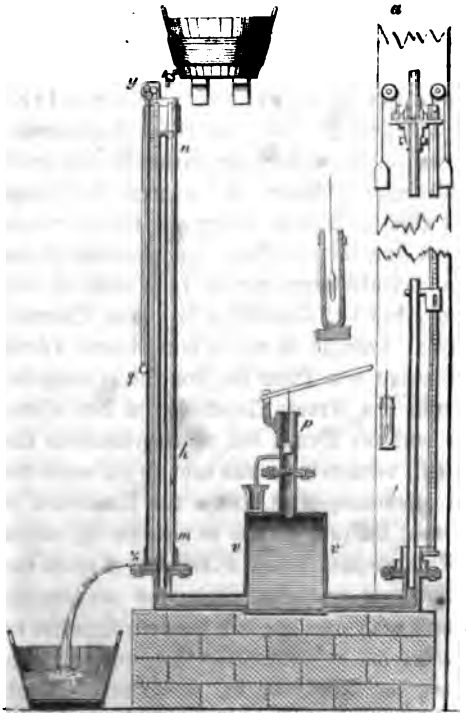
Betrachtet man das Knochengerüste des menschlichen Körpers, so findet man an jeder Seite des Beckens eine spiegelglatte, mit einer schlüpferigen Flüssigkeit benetzte Vertiefung, die Pfanne, in welche der kugelförmige Kopf des Schenkelknochens genau hineinpaßt, wie man dies Fig. 157 deut-

Arago und Dulong haben bewieſen, daß dieſes Geſetz für atmoſphäriſche Luft wenigſtens bis zu einem Drucke von 27 Atmoſphären noch keine Aenderung erleidet. Die Mittel, welche ſie zu dieſem Zwecke anwandten, ſind folgende:

In der Mitte eines alten Thurmes des collège Henri IV. war ein 100 Fuß hoher Maſtbaum von Holz aufgerichtet. Am Fuße deſſelben befand ſich ein gußeiſernes Gefäß, welches mit einem Manometer und einer Druckpumpe in Verbindung war; an dem Maſte ſelbſt war eine lange Glasröhre befeſtigt, welche aus 13 Röhren von 6 Fuß Länge zuſammengeſetzt war.

Man bekommt am beſten eine Idee von der Dispoſition der Apparate, wenn man einen Blick auf die Figuren wirft.

Fig. 159.



v iſt das gußeiſerne Gefäß,
p die Druckpumpe,
m n das oben verſchloſſene Manometer,
t die vertikale, oben offene Röhre,
a der Maſt, an dem die Röhre befeſtigt iſt.

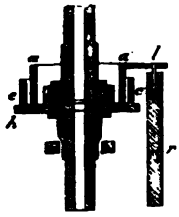
Nimmt man nun an, 1) daß das gußeiſerne Gefäß mit Queckſilber gefüllt iſt, 2) daß die Manometerröhre graduirt und mit trockner Luft gefüllt iſt, 3) daß das Queckſilber in der Röhre *m n* und der vertikalen Röhre *t* gleich hoch ſteht, ſo hat die in der Röhre *m n* eingeſchloſſene Luft, deren Volumen man ganz genau kennt, den Druck einer Atmoſphäre auszuhalten. Wenn man nun mit Hülfe der Druckpumpe Waſſer in den obern Theil des Gefäßes *v* einpreßt, ſo wird dadurch die trockne Luft im Manometer *m n* zuſammengepreßt, und zugleich wird das Queckſilber in der Röhre *t* ſteigen. Durch die Theilung der Manometerröhre iſt man im Stande, jederzeit das Volumen der eingeſchloſſenen Luft zu beſtimmen; und um den entſprechenden Druck zu beſtimmen, hat man nur die Niveaudifferenz des Queckſilbers in der Röhre *t* und der Manometerröhre auszumitteln.

Man begreift leicht, daß Versuche dieser Art die ganze Geschicklichkeit in Anspruch nahmen, von welcher Arago und Dulong durch ihre schönen Entdeckungen in allen Zweigen der Physik schon so manche Beweise gegeben hatten. Es würde uns zu weit führen, wenn wir hier im Detail die Vollkommenheit beschreiben, mit welcher die einzelnen Theile des Apparates zusammengefügt waren, und alle die sinnreichen Vorsichtsmaaßregeln aufzählen wollten, welche nöthig waren, um zuverlässige Resultate zu erhalten; wir wollen nur die Haupttheile etwas näher betrachten.

Die Druckpumpe war so construirt, daß sie noch unter einem Drucke von 27 Atmosphären Wasser einpressen konnte; außerdem mußte sie aber auch so vollkommen schließen, daß die Gipfel der Queckſilbersäulen in der Manometerröhre und der Röhre *t* vollkommen fest stehen blieben. Dies wurde durch ein Ventil *b* erreicht, welches an dem untern Ende des Weges angebracht war, welchen der Kolben zurücklegt.

Die vertikale Röhre war aus 13 Stücken von Krystallglas zusammengesetzt, deren jedes 2 Meter lang war und 5 Millimeter Durchmesser hatte; die Wanddicke betrug ebenfalls 5^{mm}. Die einzelnen Röhren waren durch starke Ringe verbunden, wie man Figur 159, und mehr im Detail in Figur 160 sieht. Die Fassung der oberen Röhre sitzt mit ihrer wohlgeebneten unteren Fläche auf einer Lederscheibe, welche auf der unteren Fassung liegt. Durch eine Schraube kann man die obere Fassung fest auf die Lederscheibe pressen. Die untere Fassung hat noch einen aufwärts stehenden Rand *c*, wodurch gleichsam ein Gefäß gebildet wird, welches mit geschmolzenem Mastix vollgegossen wird, so daß jedes Entweichen von Queckſilber dadurch unmöglich ist. Vor dem Eingießen wird jedoch noch ein Ring *a a'* eingesetzt, welcher eine Zunge *l* trägt, die als Ausgangspunkt für die Messung der Höhen am Maaßstabe *r* dient. Dieser Ring *a a'* wird erst durch den nach dem Erkalten hartgewordenen Mastix befestigt. Die vertikalen Höhen werden an dem Maaßstabe *r*, auf welchem eine verschiebbare Zunge angebracht ist, gemessen. Damit die unteren Röhren nicht zu sehr durch das Gewicht der oberen belastet sind und brechen, sind an dem obern Ende jeder Röhre Schnüre angebracht, welche um Rollen geschlungen sind und auf der andern Seite Gewichte tragen, die dem Gewichte der Röhre gleich sind.

Fig. 160.



Die Manometerröhre ist den Röhren der vertikalen Säule ganz ähnlich; sie war zuerst in eine feste Spitze ausgezogen, sorgfältig graduirt, ohne daß jedoch die Theilstriche mit dem Diamant gemacht worden wären, was ihre Haltbarkeit leicht hätte vermindern können, und dann auf der Platte *e* des gußeisernen Gefäßes befestigt worden. Nachher hatte

man lange einen Strom trockner Luft hindurchgehen laſſen und endlich die feine Spitze zugeſchmolzen, ohne daß die Theilung merklich verändert wurde. In Fig. 161 ſieht man, wie die Manometerröhre auf der Platte *e* befeſtigt iſt. Die Faſſung iſt noch unter der Röhrenwand umgebogen, damit kein Druck von unten auf dieſe Röhrenwand ausgeübt werde. Damit die Luft im Manometer auf einer conſtanten Temperatur erhalten werde, war es mit einem weiteren Glascylinder umgeben, durch welchen ein Strom Waſſer ging. Um endlich mit großer Genauigkeit die Höhe des Gipfels der Queckſilberſäule beſtimmen zu können, iſt an der Manometerröhre ein verſchiebbarer Index mit Nonius angebracht, wie an den Fortin'ſchen Barometern (dieſer Apparat iſt ebenfalls von Fortin ausgeführt). Da aber dieſer Schieber innerhalb des weiteren, mit Waſſer gefüllten Glascylinders ſich befindet, ſo iſt eine beſondere Vorrichtung nöthig, um ihn nach Belieben auf und nieder zu ſchieben. Der Schieber iſt nämlich an einer ſeidenen Schnur befeſtigt, welche über die beiden oberen der Rollen bei *y* geſchlungen iſt, dann zur Rolle *q* herunter, von dieſer aufwärts geht und dann um die untere der Rollen bei *y* geſchlungen iſt. Von da geht die Schnur weiter im Glascylinder hinunter bis zur Rolle *z*, dann wieder in die Höhe und iſt mit ihrem andern Ende an dem untern Theile des Schiebers befeſtigt. Es iſt klar, wie man durch Ziehen an dieſer Schnur den Schieber auf- und abrücken kann.

Fig. 161.

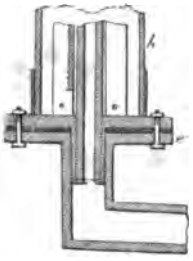
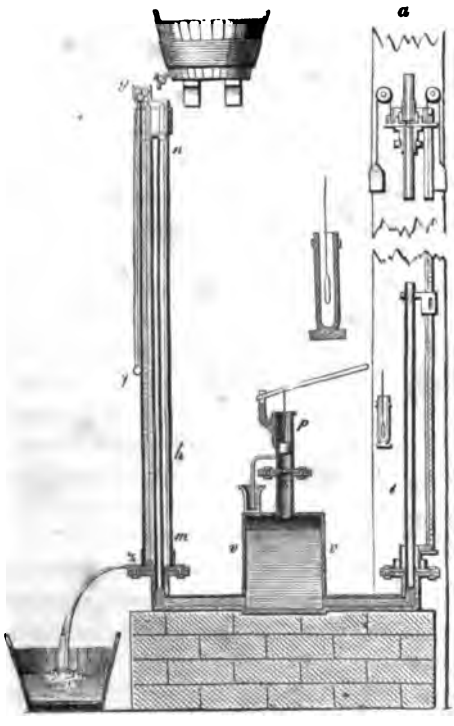


Fig. 162.



Paſſend angebrachte Thermometer gaben in jedem Augenblicke die Temperatur der verſchiedenen Theile des Apparates an. Ein Barometer maß den atmo-

ſphäriſchen Druck an der Baſis, ein anderes am Gipfel der Queckſilber-
ſäule in der vertikalen Röhre.

Da bei gleichem Gewichte die Dichtigkeit der Gaſe im umgekehrten Verhältniß ihres Volumens ſteht, ſo läßt ſich das Mariotte'ſche Geſetz auch ſo ausdrücken: **Die Dichtigkeit der Gaſe iſt dem Drucke proportional, den ſie aushalten haben.** Unter dem Drucke einer Atmoſphäre iſt die Dichtigkeit der Luft $1/770$ von der Dichtigkeit des Waſſers, es wäre demnach ein Druck von 770 Atmoſphären nöthig, um die Luft eben ſo dicht zu machen als das Waſſer.

Durch dieſe Verſuche iſt die Richtigkeit des Mariotte'ſchen Geſetzes 62
von einem Drucke von einer Atmoſphäre bis zu einem Drucke von 27 Atmoſphären bewieſen, für einen Druck aber, welcher geringer iſt als eine Atmoſphäre, kann man es mit Hülfe des folgenden Apparates beſtätigen. Eine etwas weite Glasröhre, welche oben in ein weiteres Gefäß endet und unten zugeſchmolzen iſt, wird in einem Geſtelle ſo angebracht, daß ſie vertikal ſteht. Sie wird etwa bis cn mit Queckſilber vollgegoſſen. Nun füllt man eine Barometerröhre, wie zum Toricelli'ſchen Verſuche (Nr. 75),

Fig. 163.

mit Queckſilber, jedoch nicht ganz voll, ſondern nur ſo weit, daß noch etwa 2 bis 3 Zoll nicht mit Queckſilber angefüllt ſind. Verſchließt man die Oeffnung mit dem Finger, kehrt ſie dann um, ſo wird die Luftblaſe in den obern Theil der Röhre hinaufſteigen. Wenn man nun, wie beim Toricelli'ſchen Verſuche, das untere Ende der Röhre in das Queckſilber des Gefäßes cn taucht und dann den Finger von der Oeffnung wegzieht, ſo wird die Queckſilberſäule im Barometerrohre bis auf einen beſtimmten Punkt fallen. Man wird aber ſogleich bemerken, daß der Gipfel der Queckſilberſäule nicht ſo hoch über cn ſteht, als die Barometerhöhe beträgt, weil ja im obern Theile unſerer Röhre ſich Luft befindet und kein Vacuum wie beim Barometer.

Wenn man die Röhre niederdrückt, ſo daß ſie weiter und weiter in das Queckſilber des weiten Rohres hinabreicht, ſo wird das Volumen der oben eingeſchloſſenen Luft immer kleiner. Man drückt nun die Röhre ſo weit hinab, daß das Queckſilber im Rohre genau in der Höhe des Queckſilberſpiegels cn ſteht. In dieſem Falle ſteht die abgeſperrte Luft genau unter dem Drucke einer Atmoſphäre.

Die Höhe der abgeſperrten Luftſäule, welche dem Drucke einer Atmoſphäre ausgeſetzt iſt, wird nun gemeſſen; ſie betrage 2 Zoll.

Zieht man das Rohr wieder in die Höhe, ſo vermehrt ſich

das Volumen der abgeſperrten Luft, zugleich aber erhebt ſich auch die Queckſilberkuppe über den Spiegel *c n*. Geſetzt, man habe das Rohr ſo weit gehoben, daß die abgeſperrte Luft eine Länge von 4 Zollen in der Röhre einnimmt, ſo wird die Höhe der Queckſilberkuppe über dem Spiegel *c n* gerade die Hälfte des im Augenblicke zu beobachtenden Barometerſtandes ſeyn. Stände das Barometer auf 28″, ſo würde die Queckſilberkuppe gerade 14″ über *c n* ſtehen.

Die Hälfte des atmoſphäriſchen Druckes iſt alſo durch die Queckſilberſäule, welche ſich unter der abgeſperrten Luft befindet, aufgehoben, und der Druck, welchen dieſe abgeſperrte Luft auszuhalten hat, iſt nur noch dem Drucke einer halben Atmoſphäre gleich, ihr Volumen aber iſt doppelt ſo groß als es war, da ſie den Druck der ganzen Atmoſphäre auszuhalten hatte.

Hebt man die Röhre ſo weit, daß die abgeſperrte Luft eine Länge von 6″ in der Röhre einnimmt, daß ihr Volumen alſo 3mal größer geworden iſt, ſo beträgt die Höhe der Queckſilberſäule in unſerm Rohre $\frac{2}{3}$ der Barometerhöhe; die abgeſperrte Luft hat alſo nur noch einen Druck von $\frac{1}{3}$ Atmoſphäre auszuhalten.

Wenn dieſe Verſuche genaue Reſultate geben ſollen, ſo muß die abgeſperrte Luft vollkommen trocken ſeyn, was wohl am leichteſten durch etwas geſchmolzenes Chlorcalcium erreicht wird, welches auf der Queckſilberkuppe ſchwimmt.

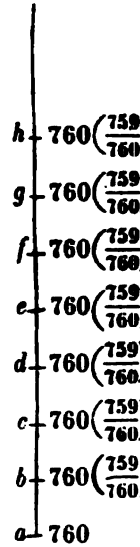
63 **Barometriſche Höhenmeſſung.** Wenn die Luft keine elaſtiſche Flüſſigkeit wäre, ſondern ſich in der Art wie Waſſer verhielte, ſo wäre es ungemein einfach, Höhenmeſſungen mit dem Barometer anzuſtellen. Am Spiegel des Meeres ſey zu irgend einer Zeit der Barometerſtand 760^{mm}. Sobald man ſich um 11,5 Meter erhebt, fällt das Barometer auf 759^{mm}; eine Luftſäule von 11,5 Meter Höhe hält alſo einer Queckſilberſäule von 1^{mm} Höhe das Gleichgewicht.

Man kann daraus die Dichte der Luft beſtimmen, denn ſie verhält ſich zu der des Queckſilbers wie 1^{mm} zu $11{,}5^{m}$ oder wie 1 zu 11500, d. h. die Dichtigkeit der Luft iſt $\frac{1}{11500}$ von der des Queckſilbers. Die Dichtigkeit der Luft iſt demnach $\frac{13{,}6}{11500}$, d. h. nahe 0,0012 von der des Waſſers, da das Waſſer 13,6mal leichter iſt als Queckſilber. Wenn ſich nur die Luft wie Waſſer verhielte, ſo wäre die Dichtigkeit aller über uns befindlichen Luftſchichten eben ſo groß; man hätte ſich nur abermals um 11,5 Meter zu erheben, damit das Barometer abermahls um 1^{mm} ſinkt und wenn bei fortwährendem Steigen das Barometer um *n* Millimeter gefallen wäre, ſo hätte man ſich um $n \times 11{,}5$ Meter erhoben. Allein die Luft iſt elaſtiſch; je geringer der Druck iſt, welcher auf ihr laſtet, deſto weniger dicht iſt ſie; je höher wir alſo ſteigen, deſto dünner wird die Luft.

Das Gesetz, nach welchem die Dichtigkeit der Luft bei fortwährendem teigen abnimmt, und die Beziehungen, welche zwischen dem Barometerande und den Erhebungen über den Boden stattfinden, lassen sich aus m Mariotte'schen Gesetze entwickeln.

Es sey der Barometerstand an irgend einem Orte 760^{mm}. Wenn man um 11,5 Meter steigt, so sinkt das Barometer auf 759^{mm}, oder, was dasselbe ist, auf $760\frac{759}{760}$. Ohne merklichen Fehler können wir annehmen, daß die ganze Luftschicht von 11,5 Meter Höhe überall gleich dicht sey, wir können annehmen, daß sie so dicht sey als am Boden. Es sey a, Fig. 160, ein Punkt auf dem Boden, b ein Punkt, der um 11,5 Meter höher liegt, und jeder der folgenden Punkte, c, d, e u. s. w., sey immer wieder $11{,}5^m$ über dem nächst untern. Da die Dichtigkeit der Luft ihrem Drucke proportional ist, so ist die Luftschicht $b\,c$ weniger dicht als die Luftschicht $a\,b$, und zwar werden sich die Dichtigkeiten dieser Schichten verhalten wie die Barometerstände in a und b, d. h. die Dichte der Schicht $b\,c$ ist $\frac{759}{760}$ der Dichtigkeit der Schicht $a\,b$. Wenn man also von b nach c steigt, so sinkt das Barometer nicht abermals um 1^{mm}, sondern nur um $\frac{759^{mm}}{760}$.

Fig. 164.



Der Barometerstand in c ist demnach $760\frac{759^{mm}}{760} - \frac{759}{760} = \frac{759^2}{760} = 760\left(\frac{759}{760}\right)^2$. Auf dieselbe Weise können wir weiter schließen, daß sich die Dichtigkeiten der Schichten $b\,c$ und $c\,d$ verhalten wie die Barometerstände b und c, daß also die Schicht $c\,d$ $\frac{759}{760}$mal leichter ist als die Schicht $b\,c$. Wenn also die Schicht $b\,c$ eine Quecksilbersäule von $\frac{759^{mm}}{760}$ tragen konnte, kann die Schicht $c\,d$ nur eine solche Säule von $\frac{759}{760} \times \frac{759}{760} = \left(\frac{759}{760}\right)^2$ Millimeter tragen, und wenn man sich von c bis d erhebt, so muß das Barometer um $\left(\frac{759}{760}\right)^2$ Millimeter fallen. In d ist also der Barometerstand $760\left(\frac{759}{760}\right)^2 - \left(\frac{759}{760}\right)^2 = 760\left(\frac{759}{760}\right)^3$.

Dies reicht hin, um das Geſetz zu überſehen: in *e* wird der Ba ſtand $760\left(\frac{759}{760}\right)^4$, in *f* $760\left(\frac{759}{760}\right)^5$ ſeyn u. ſ. w.; wenn man *n*mal 11,5 Meter über *a* erhebt, ſo iſt der Barometerſtand 760

Fig. 165. In Fig. 165 ſey *a* der Ort, an welchem der Baron

d 760^{mm} iſt; der Barometerſtand in *c* ſey *B* gleich 760

in *d* ſey er $b = 760\left(\frac{759}{760}\right)^n$, ſo iſt die Höhendifferen den Orte *c* und *d* gleich $n - m$ mal 11,5 Meter.

Aus den Gleichungen

$$B = 760\left(\frac{759}{760}\right)^m$$

c

$$b = 760\left(\frac{759}{760}\right)^n$$

folgt

$$\log. B = \log. 760 + m \,.\, \log. \frac{759}{760}$$

a

$$\log. b = \log. 760 + n \,.\, \log. \frac{759}{760}.$$

Zieht man die letzte Gleichung von der vorhergehenden ab, ſo ke

$$\log. B - \log. b = (m-n) \log. \frac{759}{760}$$

$$\log. B - \log. b = -(m-n)\ 0{,}0005718$$

$$\frac{\log. B - \log. b}{0{,}0005718} = n - m.$$

Die Höhendifferenz der beiden Orte, an welchen die Barom *B* und *b* ſind, iſt alſo:

$$H = 11{,}5\ \frac{\log. B - \log. b}{0{,}0005718}$$

$$H = 20112\ .\ (\log. B - \log. b).$$

Nach dieſer Formel erhält man die Höhendifferenz *H* zweier O man für *B* und *b* die entſprechenden in Millimetern ausgedrü rometerſtände ſetzt.

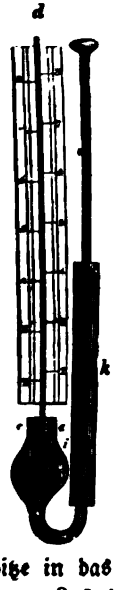
Da das Barometer an einem und demſelben Orte ſchon fo ſchwankt, ſo müſſen die beiden Barometermeſſungen, aus welchen Höhenunterſchied zweier Orte berechnen will, gleichzeitig angeſtel

Am ſicherſten läßt ſich der Höhenunterſchied zweier weit von entfernten Orte beſtimmen, wenn man den mittleren Barometer jeden derſelben kennt.

Zu Höhenmessungen, bei welchen es nicht gerade auf außerordentliche Genauigkeit ankommt, läßt sich das von Magnus construirte oder auch das von Kopp angegebene Differenzialbarometer, welches auf demselben Principe beruht wie das Auguſt'sche, mit großem Vortheile anwenden, indem der Transport dieses Instrumentes weniger schwierig ist als der Transport eines Barometers.

Das Kopp'sche Differenzialbarometer ist, Fig. 166, in $\frac{1}{4}$ der natürlichen Größe dargestellt. Eine gerade cylindrische Glasröhre *k* ist durch ein etwas engeres Röhrchen mit einem Glasgefäße *i* verbunden. Dieses Glasgefäß ist oben hermetisch verschlossen, und durch die obere Fassung *e* geht eine dünnere Röhre *c d* hindurch. In der Röhre *k* läßt sich ein Lederkolben *f* auf- und niederschieben, welcher zwar nicht absolut luftdicht, aber doch queckſilberdicht schließt. Das Instrument ist in der Weise mit Queckſilber gefüllt, daß, wenn man den Kolben *f* aufzieht, fast alles Queckſilber aus dem Gefäße *i* in den Cylinder *k* tritt, wie es in Fig. 161 dargestellt ist. Die in dem Gefäße *i* enthaltene Luft communicirt auf diese Weise durch die Röhre *c d* mit der äußern Luft. Der Apparat, wie ihn Fig. 161 darstellt, ist auf eine geeignete Weise auf einem Brettchen befestigt.

Fig. 166.



Wenn man nun den Kolben allmälig niederdrückt, so dringt das Queckſilber wieder in das Gefäß *i* und steigt bald so weit, daß das untere Ende der Röhre *c d* verschlossen wird. Dadurch ist nun ein Luftquantum in *i* abgesperrt, welches gerade die Dichtigkeit der umgebenden Atmosphäre hat. Wenn man aber den Kolben *f* noch weiter niederdrückt, bis das Queckſilber eben die Spitze *a* berührt, welche von oben gerade so herunterragt, wie die Elfenbeinspitze in das Gefäß des Fortin'schen Barometers, so wird die abgesperrte Luft in einem Verhältnisse comprimirt, welches von den Dimensionen des Instrumentes und der Stellung der Spitze abhängt.

Nehmen wir an, die Drahtspitze stehe so, daß, wenn das Queckſilber bei *a* steht, die abgesperrte Luft auf $\frac{3}{4}$ ihres ursprünglichen Volumens comprimirt sey, so folgt aus dem Mariotte'schen Gesetze, daß das Queckſilber in der Röhre *c d* zu einer Höhe angestiegen seyn muß, welche $\frac{1}{3}$ des gerade statthabenden Barometerstandes ist.

Welches aber auch das Verhältniß seyn mag, in welchem die abgesperrte Luft comprimirt wird, wenn man das Queckſilber bis zur Spitze *a* hinaufpreßt, so ist doch klar, daß die durch diese Compression in der Röhre *c d* gehobene Queckſilbersäule dem Barometerstande proportional seyn muß,

daß man alſo die wirkliche Barometerhöhe findet, wenn man die in der Röhre $c\,d$ beobachtete Höhe mit einem conſtanten Factor multiplicirt, welcher für jedes Inſtrument dieſer Art einen beſondern Werth hat.

Nehmen wir an, das Inſtrument ſey richtig eingeſtellt, und die Höhe der Queckſilberſäule in der Röhre $c\,d$ betrage 72 Linien, während der gleichzeitig beobachtete Barometerſtand 335 Linien iſt, ſo verhalten ſich die an dieſem Inſtrumente beobachteten Queckſilberſäulen zu der entſprechenden Barometerhöhe wie 72 zu 335, und man findet alſo ſtets die Barometerhöhe, wenn man die am Differenzialbarometer beobachtete Höhe der Queckſilberſäule mit $\frac{335}{72}$, oder, was daſſelbe iſt, mit 4,6527 multiplicirt.

Es iſt allgemein

$$H = \alpha\, A,$$

wenn A die beobachtete Höhe des Differenzialbarometers, α den conſtanten Coëfficienten, der für jedes Inſtrument ein anderer iſt und in unſerm Beiſpiele 4,6527 war, und H die Barometerhöhe bezeichnet.

Wenn nun eine zweite Drahtſpitze in das Gefäß i hineinragt, deren unteres Ende b etwas höher iſt als a, ſo iſt, wenn das Queckſilber bei b ſteht, die abgeſperrte Luft noch ſtärker comprimirt als vorher, es wird alſo auch ein anderes Verhältniß zwiſchen der in $c\,d$ getragenen Queckſilberſäule und der Barometerhöhe ſtattfinden, der Coëfficient alſo, mit welchem man die über b ſtehende Säule, deren Höhe B ſeyn mag, multipliciren muß, um den Barometerſtand H zu erhalten, hat auch einen andern Werth, β, als vorher, da das Queckſilber die Spitze a berührte; es iſt demnach

$$H = \beta\, B.$$

Nehmen wir an, daß, wenn man bei einem Barometerſtande von 335‴ das Queckſilber mit b in Berührung bringt, alsdann die Höhe B 87‴ betrage, ſo iſt der beſtändige Coëfficient für dieſe Drahtſpitze $\frac{335}{87}$ = 3,8505.

Wenn die Coëfficienten richtig beſtimmt ſind, ſo müſſen ſich aus den Beobachtungen für die eine und für die andere Drahtſpitze natürlich gleiche Werthe für den Barometerſtand ergeben, und ſomit bieten die unmittelbar nach einander angeſtellten Beobachtungen mit der Spitze a und der Spitze b ein treffliches Mittel zur gegenſeitigen Controle dar.

An der Röhre $c\,d$ ſind zwei Scalen angebracht, der Nullpunkt der einen iſt die Spitze a, der der andern die Spitze b. Man hat die eine oder die andere Scala abzuleſen, je nachdem man das Queckſilber bei a oder bei b einſtellt.

Eine sehr sinnreiche Anwendung hat zuerst ein französischer Physiker 64
Gay von dem Mariotte'schen Gesetze gemacht, um das Volumen pulverförmiger Körper zu bestimmen. Später sind Apparate, auf derselben Methode gestützt, von verschiedenen Physikern, namentlich von Leslie und Kopp, vorgeschlagen worden. Leslie's Apparat hat folgende Einrichtung.

An dem oberen Ende einer an beiden Seiten offenen Barometerröhre ist ein weiteres Gefäß angebracht, welches mit dem Rohre selbst nur durch eine ganz feine Oeffnung in Verbindung steht. Wird nun die Röhre bis zu dieser Oeffnung in Quecksilber getaucht und alsdann das obere Gefäß luftdicht verschlossen, indem man eine ebene Platte auf den abgeschliffenen etwas breiten und mit Talg bestrichenen Rand desselben aufpreßt, so wird, wenn man die Röhre in die Höhe zieht, die Luft aus dem Gefäße sich ausdehnen, indem sie zum Theil in die Röhre übergeht. Wenn man die Röhre gerade so weit aus dem Quecksilber hervorzieht, daß die in ihr gehobene Quecksilbersäule gerade halb so hoch ist als die Barometerhöhe, so ist in diesem Falle natürlich die Hälfte der Luft aus dem oberen Gefäße in die Röhre getreten, und das Volumen des mit Luft gefüllten Theiles der Röhre von *a*, Fig. 162, bis an die Oeffnung, welche die Röhre mit dem oberen Gefäße verbindet, ist dem Inhalte dieses Gefäßes gleich.

Fig. 167.

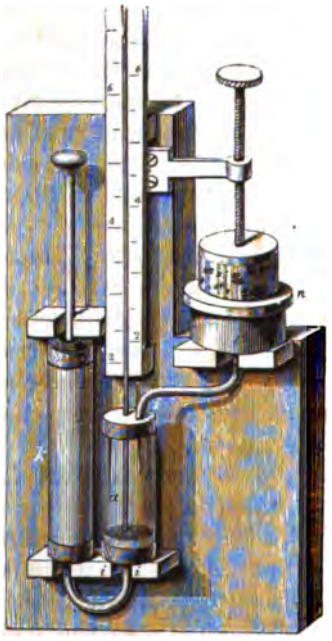
Wenn man nun den Versuch ganz in derselben Weise wiederholt, nachdem man irgend einen Körper in das obere Gefäß gebracht und es dann wieder durch die Platte luftdicht verschlossen hat, so wird man die Röhre weniger hoch emporheben dürfen, wenn die gehobene Quecksilbersäule wieder halb so hoch seyn soll als die Barometerhöhe, weil ja jetzt weniger Luft im Gefäße ist als vorher. Nehmen wir nun an, man habe die Röhre wirklich wieder so weit emporgezogen, daß die gehobene Quecksilbersäule wieder $\frac{1}{2}$ der Barometerhöhe betrage, und der Gipfel der Quecksilbersäule stehe nun bei *b*, so wird auch wieder die Hälfte der im Gefäße enthaltenen Luft in die Röhre getreten seyn, der mit Luft gefüllte Röhrentheil von oben bis *b* ist dem noch freien Raume des Gefäßes gleich; daraus ergiebt sich aber, daß der Inhalt des Röhrentheils zwischen *a* und *b* dem Volumen des in das obere Gefäß eingebrachten Körpers gleich ist.

Die Construction und Anwendung des Volumenometers von Kopp beruht auf denselben Principien wie die des Differenzialbarometers. Die Röhren *k* und *i* mit der Steigröhre, Fig. 168, entsprechen vollkommen den gleichbezeichneten Theilen in Fig. 166, enthalten ebenso Quecksilber, und wenn die übrigen Theile des Apparates, Fig. 168, fehlten, so hätte man eben ein Differenzialbarometer. Aus dem Gefäße *i* führt aber hier eine ge-

bogene Röhre nach dem weiteren Glascylinder *r*, welche natürlich in *i* und *r* luftdicht münden muß. Der obere etwas breite Rand des Glascylinders *r* iſt ſorgfältig plan abgeſchliffen, ſo daß man mit Hülfe von etwas Fett eine Glasplatte *n* luftdicht aufſetzen kann. Durch eine Schraube wird die Glasplatte auf den Rand von *r* aufgepreßt; der Druck dieſer Schraube gegen die Glasplatte wird durch einen zwiſchen beide gelegten Korkſtopfen vermittelt.

Wenn die Glasplatte *n* den Cylinder *r* luftdicht verſchließt, ſo iſt *r* eigentlich nichts als eine Erweiterung von *i*. Wenn man den Kolben in *k* ſo weit niederdrückt, daß eben das untere Ende *c* der Steigröhre von Queckſilber berührt wird, ſo iſt in *l* und *r* ein beſtimmtes Luftquantum abgeſchloſſen, und wenn man das Queckſilber weiter bis zur Drahtſpitze *a* hinaufpreßt, ſo wird dieſe abgeſperrte Luft comprimirt und in der Steigröhre eine dieſer Compreſſion entſprechende Queckſilberſäule gehoben.

Fig. 168.



Hätte man aber, bevor man die Glasplatte *n* auflegte, irgend einen Körper in den Cylinder *r* hineingelegt und dann dieſelbe Operation wiederholt, ſo wäre, wenn das Queckſilber bei *c* ſteht, weniger Luft abgeſperrt als vorher, und wenn nun das Queckſilber weiter bis *a* in die Höhe gepreßt wird, ſo iſt dieſe geringere Luftmenge um dieſelbe abſolute Größe, nämlich um den Raum zwiſchen *c* und *a*, comprimirt worden; die abgeſperrte Luft iſt alſo jetzt ſtärker comprimirt als beim vorigen Verſuche, in die Steigröhre muß alſo auch jetzt eine höhere Queckſilberſäule gehoben werden als vorher.

Da die Höhe der Queckſilberſäule, welche in der Steigröhre gehoben wird, von dem Volumen des Körpers abhängt, welchen man in den Cylinder *r* hineinlegt, ſo läßt ſich auch aus der Höhe der gehobenen Queckſilberſäule das Volumen dieſes Körpers ermitteln, wenn man alle hier influirenden Umſtände gehörig in Rechnung bringt.

Wenn man pulverförmige oder flüſſige Körper in den Cylinder *r* bringen will, ſo müſſen ſie in irgend einem Gefäße, welches man herausnehmen und hineinſetzen kann, enthalten ſeyn; man wählt dazu am beſten ein Gefäß von Platin oder irgend einem andern nicht oxydirbaren Metalle, welches ungefähr die Geſtalt von *r* ſelbſt hat und auch nicht viel kleiner iſt.

Um das Volumen dieses Gefäßes nicht in Rechnung bringen zu müssen, wollen wir es als einen integrirenden Theil des Instrumentes ansehen.

Um vermittelst dieses Apparates leicht das Volumen der in den Cylinder r gebrachten Körper finden zu können, muß man das Volumen der Luft kennen, welches abgesperrt ist, wenn das Queckſilber eben bei c steht und sich in r das leere Platingefäß befindet; — dieses Volumen sey z. B. 15,07 Kubikcentimeter. Ferner muß das Volumen zwischen c und b bekannt seyn, um welches die Luft comprimirt wird; es sey 2,5 Kubikcentimeter.

Will man nun das Volumen irgend eines Körpers bestimmen, so hat man ihn in das Platingefäß zu legen und in r zu bringen, dann den Kolben von seiner höchsten Stellung aus niederzudrücken. In dem Moment, in welchem die Oeffnung c durch das Queckſilber verschlossen wird, ist nun ein Luftquantum x abgesperrt; drückt man den Kolben weiter nieder, bis das Queckſilber mit a in Berührung kommt, so ist das Luftvolumen x auf $x - 2{,}5$ K. C. comprimirt. Die dadurch in der Steigröhre gehobene Queckſilbersäule sey nun z. B. 90 Linien hoch, während der Barometerstand 336‴ ist, so hat offenbar jetzt die comprimirte Luft einen Druck von $336 + 90 = 426$‴ auszuhalten, sie ist also im Verhältniß von 426 zu 336 comprimirt worden, und daraus ergiebt sich $426 : 336 = x : x - 2{,}5$, und aus dieser Gleichung findet man $x = 11{,}72$.

Nun weiß man aber, daß, wenn das Platingefäß leer wäre und das Queckſilber bei c stände, das abgesperrte Luftvolumen 15,07 K. C. betragen würde, folglich ist das Volumen des fraglichen Körpers 15,07 — 11,72 = 3,35 Kubikcentimeter.

Setzen wir allgemein den Barometerstand gleich B, die in der Steigröhre beobachtete Queckſilberhöhe gleich h, das Volumen zwischen a und c gleich v, und setzen wir diese allgemeinen Werthe an die Stelle der entsprechenden Zahlenwerthe obiger Proportion, so ist

$$B + h : B = x : x - v \quad \ldots\ldots 1)$$

und aus dieser Proportion läßt sich x bestimmen. Ist aber x gefunden, so berechnet man leicht das Volumen R des fraglichen Körpers, denn es ist

$$R = V - x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots 2)$$

wo V das Volumen bezeichnet, welches abgesperrt ist, wenn sich in r nur das leere Platingefäß befindet und das Queckſilber eben die Oeffnung c verschließt; der Werth von V war in unserm speciellen Falle 15,07.

Die Werthe von V und v sind für ein und dasselbe Instrument constante Größen, welche aber natürlich von einem Instrumente zum andern variiren. Sie müssen für jedes Instrument mit möglichster Sorgfalt bestimmt werden.

Um die Constanten V und v zu bestimmen, verfährt man folgendermaßen. Man setzt das Platingefäß leer ein, treibt das Queckſilber bis a und beobachtet die Höhe der Queckſilbersäule in der Steigröhre. Sie betrage z. B.

65,5‴, während der Barometerſtand 336‴ war, ſo hat man offenbar

$$v : V = 65{,}5 : 401{,}5.$$

Jetzt füllt man eine beſtimmte Menge Waſſer, etwa 4 Gramme, welche gerade 4 K. C. einnehmen, in das Platingefäß und wiederholt denſelben Verſuch. Natürlich iſt jetzt die Queckſilberſäule in der Steigröhre höher; ſie ſey 95,5‴, ſo hat man

$$v : V - 4 = 95{,}5 : 431{,}5;$$

aus den beiden Proportionen ergiebt ſich v und V. Wenn man die Rechnung ausführt, findet man die Werthe der Conſtanten, ſo wie wir ſie wirklich bei obigen Rechnungen zu Grunde legten.

Es hat wohl keine Schwierigkeit, nach dieſem Beiſpiele den Werth von V und v zu berechnen, wenn man für den Barometerſtand und die beiden Höhen der Säulen in der Steigröhre andere Werthe beobachtet hätte.

Eine zweite Drahtſpitze b dient zu Controlverſuchen. An der Steigröhre ſind zwei Scalen angebracht, der Nullpunkt der einen iſt a, der der andern aber b. Die Höhe der Steigröhre beträgt etwa 16 Zoll.

Für ſolche Subſtanzen, welche bei höherm Drucke eine größere Quantität Luft abſorbiren, wie dies z. B. bei der Kohle der Fall iſt, läßt ſich natürlich auch dieſes Inſtrument nicht anwenden.

Hat man mit Hülfe des Kopp'ſchen Volumeters das Volumen und durch die Wage das abſolute Gewicht des zu unterſuchenden Körpers beſtimmt, ſo iſt ſein ſpecifiſches Gewicht leicht zu berechnen.

Die folgende Tabelle enthält das ſpecifiſche Gewicht einiger Körper, wie es Kopp mit Hülfe ſeines Inſtrumentes beſtimmte.

Körper.	Spec. Gewicht.		Körper.	Spec. Gewicht.
Bimſtein (gepulvert)	2,15	Holzfaser von	Lindenholz	1,13
Aſche von Buchenholz . . .	2,85		Tannenholz	1,16
Stärkemehl	1,56		Nußbaumholz	1,17
Flachs	1,45		Birnbaumholz	1,23
Seide (rohe Coconfäden) . .	1,56		Eichenholz	1,27
Baumwolle	1,27		Buchenholz	1,29

Um das ſpecifiſche Gewicht der Holzfaſer zu erhalten, war das Holz fein geraſpelt und ſcharf getrocknet worden. Man ſieht hier, daß das ſpecifiſche Gewicht der Holzfaſer weit größer iſt als das eines maſſiven Holzſtücks, daß alſo das Holzſtück ein Aggregat von Holzfaſer und Luft iſt.

Kürzlich hat auch Regnault ein neues Volumenometer conſtruirt, deſſen Anwendung ſich ebenfalls auf das Mariotte'ſche Geſetz ſtützt.

65 **Die Luftpumpe.** Zu den unentbehrlichſten und wichtigſten Inſtrumenten des Phyſikers gehört die Luftpumpe, welche ſeit ihrer Erfindung durch Otto von Guericke mancherlei Veränderungen und Verbeſſerun-

gen erfahren hat. Wir wollen sie zunächst in einer möglichst einfachen Gestalt kennen lernen und deshalb die kleinen Luftpumpen betrachten, wie sie jetzt in allen chemischen Laboratorien gebraucht werden.

Denken wir uns einen hohlen Cylinder, welcher unten vollständig verschlossen ist und auf dessen Boden ein Kolben *c* fest aufsitzt. Wenn nun der Kolben mit Gewalt in die Höhe gezogen wird, so bildet sich in der That unterhalb des Kolbens ein luftleerer Raum, vorausgesetzt, daß der Kolben luftdicht an die Wände des Cylinders anschließt. Mit diesem leeren Raume ist aber nichts anzufangen, weil man nicht hineinsehen und nichts hineinbringen kann. Wenn aber aus dem untern Theile des Cylinders ein Kanal nach einem Raume, etwa einem Ballon *e* führt, der zwar mit Luft gefüllt, aber doch gegen die äußere Luft völlig abgeschlossen ist, so wird beim Aufziehen des Kolbens ein Theil der Luft aus *e* vermöge ihrer Elasticität in den Cylinder treten, und somit eine Luftverdünnung in *e* entstehen. Damit aber beim Niedergang des Kolbens die Luft nicht wieder in den Raum *e* zurücktreten kann, ist ein Hahn *s* angebracht, mittelst dessen man nach Belieben die Verbindung zwischen *e* und dem Cylinder unterbrechen und wieder herstellen kann. Dieser Hahn *s* wird geschlossen, sobald der Kolben oben angekommen ist. Drückt man nun den Kolben nieder, so wird dabei nur die Luft im Cylinder comprimirt werden, wenn man ihr keinen Ausweg verschafft; diesen erhält man aber dadurch, daß man einen zweiten Hahn, *t*, öffnet. Wenn der Kolben unten angekommen ist, wird *t* wieder geschlossen, *s* geöffnet, und ein abermaliges Aufziehen des Kolbens bringt eine neue Verdünnung in *e* hervor. Durch öftere Wiederholung dieser Operationen kann man eine bedeutende Verdünnung in *e* hervorbringen.

Fig. 169.

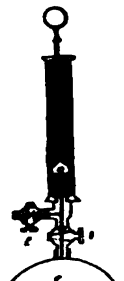


Fig. 170.

Fig. 171.

In der eben angegebenen Form ist aber der Apparat in mancher Beziehung unbequem. Zunächst ist das fortwährende Oeffnen und Schließen von zwei Hähnen äußerst lästig. Der Hahn *t* aber läßt sich dadurch vermeiden, daß man im Kolben selbst ein Ventil anbringt, welches sich beim Aufziehen schließt und beim Niedergang öffnet. Der untere Theil des Kolbens besteht aus einer Messingplatte mit einer Schraube, welche in ein Stück Messing, *c c*, eingeschraubt wird. Die Schraube ist der Länge nach durchbohrt, und oben wird ein Stück Taffet, *r*, aufgebunden, welches die Oeffnung *o* bedeckt. In dem Messingstücke, in welches die Schraube eingeschraubt ist, befindet sich eine Oeffnung *b*. Beim Aufziehen des Kolbens drückt die Luft im obern Theile des Cylin-

ders durch die Oeffnung *b* auf das Stück Taffet und preßt es feſt auf die Oeffnung *o*; der Kolben wirkt alſo beim Aufziehen gerade ſo, als ob er maſſiv wäre; die Luft tritt alſo aus dem Raume *e* durch den geöffneten Hahn *s* in den untern Theil des Cylinders; wenn aber, nachdem der Hahn *s* geſchloſſen iſt, der Kolben wieder niedergedrückt wird, ſo wird die Luft im untern Theile des Cylinders comprimirt, ſie hebt das Ventil *r* und entweicht durch die Oeffnung *b* im obern Theile des Cylinders.

Das Meſſingſtück *c* ſteckt in einem Korke, welcher rund herum mit einem feinen Leder umgeben iſt. Dieſes Leder wird durch die Elaſticität des Korkes an die Wände des Cylinders angepreßt.

Fig. 172.

Der Hahn *s* wird ebenfalls entbehrlich, wenn ein zweites Ventil da angebracht iſt, wo der nach dem Cylinder führende Kanal in den Cylinder mündet. Dieſes Ventil öffnet ſich beim Aufziehen des Kolbens und ſchließt ſich beim Niedergang.

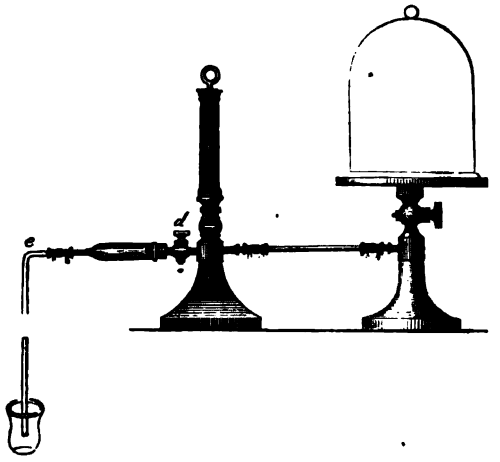
Die beiſtehende Figur zeigt eine nach Gay-Luſſac's Angaben ſehr zweckmäßig conſtruirte kleine Handluftpumpe in $\frac{1}{3}$ der natürlichen Größe. Vom untern Ende des Cylinders geht der Kanal vertikal herunter bis auf einen horizontal laufenden Kanal *a b*. Der Hahn bei *d* ſey geſchloſſen, bei *a* aber der Recipient angeſchraubt, welcher luftleer gemacht werden ſoll, ſo wird beim Aufziehen des Kolbens ein Theil der Luft durch den erſt wagerecht, dann vertikal gerichteten Kanal in den Cylinder treten und beim Niederdrücken des Kolbens durch das Kolbenventil entweichen. Wenn man die Luft wieder in den Recipienten hineinlaſſen will, ſo hat man nur den Hahn bei *d* zu öffnen.

Vermittelſt der Schraube *f* wird die Luftpumpe auf einen Tiſch oder auf ein an dem Tiſche befeſtigtes Brett angeſchraubt, damit ſie während des Gebrauchs gehörig feſtſteht.

Mit dem Namen des Recipienten bezeichnet man den Raum, welcher luftleer gemacht werden ſoll. Für die meiſten Verſuche mit der Luftpumpe iſt die geeignetſte Form des Recipienten eine Glasglocke, deren unterer etwas breiter Rand vollkommen eben abgeſchliffen ſeyn muß, damit ſie auf den ebenfalls ganz eben abgeſchliffenen Teller ſo aufpaßt, daß zwiſchen dem Teller und der Glasglocke keine Luft eindringen kann. Ein vollkommner Verſchluß iſt jedoch nur dadurch hervorzubringen, daß man den

Rand der Glasglocke, bevor man sie auf den Teller setzt, mit Talg beschmiert. In Fig. 173 sieht man, wie ein solcher Recipient mit der kleinen Luftpumpe in Verbindung gebracht wird. Von der Mitte des Tellers geht nämlich ein Kanal vertikal herunter und läuft dann durch eine kurze horizontale Röhre weiter. An das Ende dieses kurzen horizontalen Röhren-

Fig. 173.



stücks wird mit Hülfe eines Kautschuck-Röhrchens ein Glasrohr angesetzt, welches auf der andern Seite ebenfalls durch eine Kautschuck-Röhre an die Luftpumpe befestigt ist.

Den Grad der Luftverdünnung, welchen man durch Auspumpen hervorgebracht hat, kann man durch eine sogenannte Barometerprobe messen. Für die kleinen Handluftpumpen ist die Barometerprobe so eingerichtet, wie die Fig. 173 zeigt. Eine etwa 30 Zoll lange Glasröhre *e* taucht mit ihrem untern Ende in ein Gefäß voll Quecksilber; oben ist sie umgebogen und mittelst eines kurzen, weitern Röhrenstücks an die Pumpe befestigt. Wenn der Hahn *d* geöffnet ist, so steigt das Quecksilber in die Röhre, und zwar um so höher, je weiter die Verdünnung getrieben wird. Wenn es möglich wäre, einen ganz luftleeren Raum durch die Luftpumpe zu erzeugen, so würde die im Rohre *e* gehobene Quecksilbersäule der Barometerhöhe gleich seyn.

Mit gut construirten Luftpumpen dieser Art kann man die meisten Luftpumpenversuche anstellen, welche nicht einen gar zu großen Recipienten oder eine sehr rasche und vollständige Evacuirung erfordern. Deshalb sind diese Luftpumpen allen Lehranstalten zu empfehlen, deren Mittel zur Anschaffung einer gut gearbeiteten großen Luftpumpe nicht ausreichen,

namentlich wenn ſie vier-, fünf- bis ſechsmal ſo groß ausgeführt ſind, als Fig. 172 zeigt.

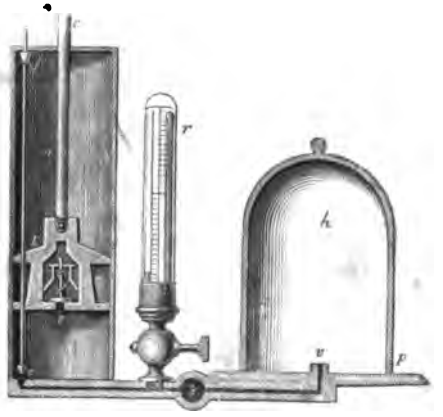
Dieſe kleinen Luftpumpen werden vorzüglich gut von verſchiedenen Mechanikern in Berlin verfertigt.

Größere Luftpumpen hat man in ſehr verſchiedenen Formen conſtruirt, obgleich bei allen dieſelben Principien zu Grunde liegen, wie bei den oben beſchriebenen kleinen Luftpumpen. Wir wollen hier eine der vorzüglichſten Einrichtungen näher betrachten.

In einem Cylinder *a*, Fig. 174, welcher ſehr vollkommen gearbeitet ſeyn muß, bewegt ſich der Kolben *b* mittelſt der Stange *c*. In allen Stellungen muß er vollkommen luftdicht ſchließen, d. h. zwiſchen dem Kolben und dem Cylinder darf keine Luft entweichen.

Im Kolben befindet ſich ein Ventil *s*, welches ſehr leicht gehen muß und

Fig. 174.



ſich von unten nach oben öffnet. Es hebt ſich, wenn der Druck von unten ſtärker iſt als der von oben, außerdem aber bleibt es hermetiſch verſchloſſen.

Die Stange *ed* iſt das Ventil für den Cylinder. Wenn der Kolben gehoben wird, ſo wird die ganze Stange gehoben, bald aber ſtößt der Abſatz *d* an die obere Platte des Cylinders, und der Kolben bewegt ſich nun mit einiger Reibung längs der ganzen Stange hin. Sobald der Kolben niedergeht, wird der abgeſtumpfte Kegel *e* in die unter ihm befindliche coniſche Oeffnung gedrückt, ſo daß die obere Fläche des Kegels *e* mit dem Boden des Cylinders in eine Ebene zuſammenfällt und der Kolben ſich alſo vollkommen auf dieſen Boden aufſetzen kann.

Von der erwähnten conischen Oeffnung geht ein Kanal bis *v*. Hier befindet sich eine Schraube, an welche man Ballons oder sonstige Recipienten, die man luftleer machen will, anschrauben kann.

Die Schraube *v* befindet sich in der Mitte des Tellers *p*, auf welchen man die Glocke *h* setzen kann.

Nehmen wir an, der Kolben säße auf der untern Platte des Cylinders. Würde er nun gehoben, so entstände ein luftleerer Raum, wenn alle Ventile geschlossen blieben; aber das Ventil bei *e* wird geöffnet, und die Luft aus der Glocke strömt zum Theil in den Cylinder über. Dadurch aber ist auch die Luft in der Glocke und in dem Kanal der Glocke verdünnt, das Ventil *s* im Kolben muß also verschlossen bleiben. Beim Niedergang des Kolbens wird das Ventil bei *e* alsbald geschlossen, also der Luft im Cylinder der Rückweg nach der Glocke abgeschnitten. Die so abgeschlossene Luft muß durch das Ventil *s* vollständig entweichen, bis der Kolben auf dem Boden des Cylinders ankommt. Ein abermaliges Aufziehen des Kolbens bringt eine neue Verdünnung in der Glocke hervor. Man begreift wohl, daß man auf diese Weise niemals einen absolut luftleeren Raum unter der Glocke hervorbringen kann, wie lange man auch die erwähnte Operation fortsetzen mag, weil ja durch jeden neuen Kolbenzug die unter der Glocke vorhandene Luft nur von neuem verdünnt wird; man kann es jedoch leicht dahin bringen, daß die noch übrige Luft nur noch eine Spannkraft von zwei Millimetern hat. Je nachdem das Volumen des Recipienten klein oder groß ist im Vergleich zum Volumen des Cylinders, ist kürzere oder längere Zeit erforderlich, um einen bestimmten Grad von Verdünnung hervorzubringen.

Wenn gehörig ausgepumpt ist, so ist dem atmosphärischen Drucke, welcher auf den Kolben wirkt, durch keinen Gegendruck im Innern das Gleichgewicht gehalten. Um den Kolben zu heben, hat man eine Kraftanstrengung von 1,033^k für jedes Quadratcentimeter seiner Oberfläche anzuwenden, und außerdem hat man noch die Reibung zu überwinden. Bei Luftpumpen mit zwei Cylindern hebt sich der Druck auf den einen Kolben gegen den Druck auf, welcher auf dem andern lastet, und so bleibt also nur noch die Reibung zu überwinden.

In dem Kanale, welcher den Recipienten mit dem Stiefel verbindet, ist ein sogenannter Wechselhahn, *y*, angebracht, d. h. ein Hahn, welcher zwei Oeffnungen hat, eine gewöhnliche gerad durchgehende Oeffnung, welche während des Auspumpens den Recipienten mit dem Stiefel verbindet, und eine Seitenöffnung, welche durch einen metallenen Stöpsel *b* verschlossen und dem Stiefel zugekehrt ist, wenn der Recipient abgesperrt bleiben soll. Will man wieder Luft in den Reci-

Fig 175.

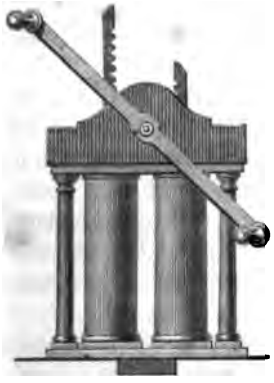
pienten einlaſſen, ſo dreht man den Hahn ſo, daß die Seitenöffnung dem Recipienten zugekehrt iſt, und zieht den Metallſtöpſel heraus.

Fig. 176.

Bei dieſen Luftpumpen iſt die Barometerprobe in der Regel von etwas anderer Einrichtung als die vorher erwähnte. Gewöhnlich iſt ſie ein abgekürztes Barometer, welches in eine lange, enge Glocke *r*, Fig. 174, eingeſchloſſen iſt, die mit dem Kanal der Maſchine in Verbindung ſteht. Dieſe Verbindung kann mittelſt eines Hahnes willkürlich unterbrochen und wieder hergeſtellt werden. Fig. 176 ſtellt eine iſolirte Barometerprobe von 7 Zoll Länge dar. Das Queckſilber füllt den zugeſchmolzenen Schenkel ganz aus und beginnt erſt zu ſinken, wenn der auf den offenen Schenkel wirkende Luftdruck bis auf $\frac{1}{4}$ Atmoſphärendruck reducirt iſt. Iſt dieſer Grad von Verdünnung erreicht, ſo giebt die Barometerprobe ſtets den Druck der Luft im Recipienten an, welcher der Differenz im Stande der beiden Queckſilberkuppen gleich iſt. Sobald man wieder Luft zuläßt, treibt der Druck derſelben das Queckſilber mit Gewalt in die verſchloſſene Röhre zurück; man muß deshalb das Einſtrömen mäßigen, damit der Gipfel der Glasröhre nicht durchgeſchlagen wird.

Fig. 177 ſtellt eine vollſtändige zweiſtiefelige Luftpumpe dar. Die beiden Kolbenſtangen ſind gezahnt und greifen in daſſelbe Getriebe ein; wenn die eine ſteigt, geht die andere nieder, und dieſe alternirende Bewegung wird durch die Drehung einer Kurbel in alternirender Richtung hervorgebracht.

Fig. 177.



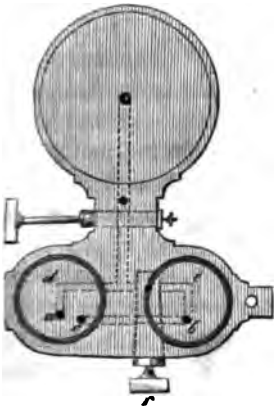
Wie vollkommen man auch alle Theile der Luftpumpe ausarbeiten mag, ſo iſt es doch nicht möglich, den Kolben ſo zu machen, daß, wenn er auf dem Boden des Stiefels ſitzt, ſich nun gar kein Raum mehr zwiſchen dem Kolben und dem Stiefelboden befände. Ja, ſelbſt wenn der Kolben abſolut genau auf den Boden paßte, ſo iſt noch ein namhafter Raum

lbar unter der untern Fläche des Kolbenventils. Wenn nun beim
ma des Kolbens das Kolbenventil ſich hebt, um die zuſammen-
ichen zu laſſen, ſo bleibt immer noch in dem erwähnten
me etwas Luft von der Dichtigkeit der Atmoſphäre
ns nun für einen Augenblick während des Aufſtei-
ecipienten abgeſchloſſen, ſo wird ſich die Luft des

lichen Raumes in dem ganzen Stiefelraume verbreiten, und ihre Dich-
t wird sich nun zur Dichtigkeit der atmosphärischen Luft gerade so
lten, wie das Volumen des schädlichen Raumes zum Volumen des
n Stiefels. Wenn nun die im Recipienten zurückgebliebene Luft
schon bis zu diesem Grade verdünnt ist, so ist klar, daß durchaus
Luft mehr aus dem Recipienten in den Stiefel übergehen kann,
auch eine Verbindung zwischen beiden besteht, und somit ist denn
Gränze der Luftverdünnung mittelst einer gewöhnlichen Luftpumpe
en. Hat man einmal diesen Punkt erreicht, so ist alles fernere Pum-
nutzlos, die Barometerprobe bleibt stationär.

abinet hat eine sehr sinnreiche Verbesserung erdacht, vermittelst wel-
nan im Stande ist, die Luftverdünnung noch weit über diese Gränze
szutreiben. Von dem Teller kommt ein Kanal, welcher sich in zwei
theilt, von welchem der eine bei *a* in den Stiefel links, der andere
in den Stiefel rechts mündet. Diese Kanäle gehören zu dem ge-
lichen Spiele der Maschine; nun ist aber bei der Babinet'schen
chtung noch ein zweiter Kanal vorhanden, welcher in den Cylinder

Fig. 178.



rechts ebenfalls bei *b*, in den Cylinder links aber bei *c* mündet; dieser Kanal verbindet also die beiden Cylinder mit einander.

Der Hahn *r* geht nun durch den Kanal *bc* und durch *de* hindurch; er ist nach zwei Richtungen durchbohrt, welche rechtwinklig auf einander stehen; die eine der Oeffnungen im Hahn paßt auf den Kanal *de*, die andere auf *bc*; je nachdem nun der Hahn steht, ist der Kanal *de* oder *bc* unterbrochen.

In der Stellung, welche Fig. 179 zeigt, ist der Kanal *de* offen, *bc* aber unterbrochen. Dies ist die Stellung

179. des Hahns beim gewöhnlichen Arbeiten der Maschine.

Hat die Verdünnung auf diese Weise ihre Gränze erreicht, so wird der Hahn durch eine Viertelumdrehung in die Stellung Fig. 178 gebracht; nun ist die Communication zwischen dem Stiefel rechts und dem Recipienten ganz abgeschnitten, dagegen stehen nun die beiden Cylinder in Verbindung.

nn der Kolben im linken Cylinder aufsteigt, so verbreitet sich die
us dem Recipienten in diesen Cylinder; sobald der Kolben nieder-

zugehen beginnt, wird *a* verſchloſſen; wäre nun keine Communication mit dem andern Cylinder, ſo würde die Luft unter dem Kolben nach und nach verdichtet, ſie würde endlich das Kolbenventil heben und ſomit Luft von der Dichtigkeit der Atmoſphäre im ſchädlichen Raume bleiben; ſtatt deſſen aber geht nun die Luft aus dem Cylinder links in den rechts über, denn wenn der Kolben im linken Cylinder niedergeht, ſo ſteigt er im rechten; auf dieſe Weiſe kann der Kolben im linken Cylinder unten ankommen, ohne daß ſein Kolbenventil gehoben wird, es befindet ſich unter dieſem Kolben im ſchädlichen Raume nur ſehr verdünnte Luft.

Sobald der Kolben links wieder zu ſteigen, der rechts niederzugehen beginnt, wird *b* verſchloſſen, die vorher in den Cylinder rechts getriebene Luft muß nun durch ſein Kolbenventil entweichen; da ſich aber nun im ſchädlichen Raume des andern Cylinders, welcher allein mit dem Recipienten in Verbindung kommt, nur verdünnte Luft befindet, ſo übt nun der ſchädliche Raum nicht mehr die nachtheilige Wirkung aus, wie vorher, da er noch Luft von der Dichtigkeit der Atmoſphäre enthält.

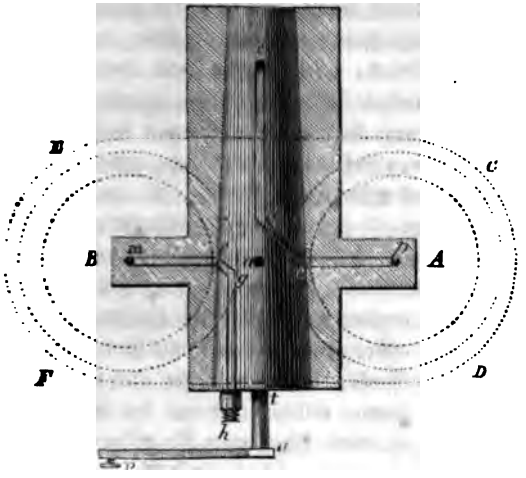
Der Hahn bleibt nun in ſeiner zweiten Stellung ſtehen; durch das Steigen der Kolben im linken Cylinder wird die Luft aus den Recipienten geſaugt, durch ſeinen Niedergang wird ſie in den andern Cylinder getrieben.

Schon im Jahre 1819 hat aber Profeſſor Graßmann einen Hahn erdacht und im 65. Bande von Gilbert's Annalen beſchrieben, welcher denſelben Zweck auf eine ſehr einfache Weiſe erfüllt. Nach dieſem Principe ſind in mehreren der ausgezeichnetſten Werkſtätten von Berlin viele treffliche Luftpumpen conſtruirt worden; trotzdem aber findet man dieſe Einrichtung außer dem erwähnten Bande von Gilbert's Annalen nur noch in der erſten Auflage von Mitſcherlich's Lehrbuche der Chemie beſchrieben.

Die Einrichtung des Hahns iſt aus Fig. 180 zu erſehen. *CDEF* i die Bodenplatte, auf welcher die Stiefel aufgeſetzt ſind. Vom Bod des Stiefels *A* geht ein Kanal zuerſt vertikal herunter, dann ab horizontal von *p* nach *c*, wo er an den Hahn ſtößt; eben ſo iſt auf der andern Seite; vom Boden des Stiefels *B* geht ein Kanal z erſt vertikal herunter, dann horizontal von *m* nach *f*. Der Hahn ſelb iſt dreifach durchbohrt. Ein Kanal im Hahn geht bei der Stellun welche die Figur darſtellt, von *e* vertikal herunter, dann in der Richtu der Axe horizontal fort bis *d*, und dann von *d* bis *c*; ein zweiter Kan führt von *f* nach *g* und von *g* nach *h*, ein dritter endlich erſcheint in unſe Figur bei *a* ganz verkürzt, er geht in der Mitte zwiſchen *c* und rechtwinkelig zu der Ebene der Kanäle *edc* und *fgh* durch d Hahn durch.

Unsere Figur zeigt die Stellung des Hahns, wie sie seyn muß, wenn der Kolben im Stiefel A im Aufsteigen ist. Die Luft geht aus dem Re-

Fig. 180.



cipienten über e, d, c und p in den Cylinder A, auf der andern Seite wird durch den niedergehenden Kolben die Luft aus dem Cylinder B durch den Kanal $mfgh$ ausgetrieben.

Denken wir uns zuerst den Kanal a ganz weg. Wenn man, nachdem der Kolben in B unten, der in A aber oben angekommen ist, den Hahn dreht, und zwar so, daß der Handgriff bei v, welcher jetzt nach der linken Seite steht, nach der rechten zu liegen kommt, so wird der Kanal hgf im Hahn so zu liegen kommen, daß er an pc stößt, der Kanal edc aber wird an mf stoßen, so daß, wenn nun der Kolben in B auf-, der in A aber niedergeht, die Luft aus dem Recipienten nach B gelangt, die in A enthaltene aber ausgetrieben wird.

Wenn bei der Stellung des Hahns in unserer Figur der Kolben in B unten angekommen ist, so befindet sich im Kanal mf und in den unvermeidlichen Zwischenräumen unter dem Kolben noch Luft von der Dichtigkeit der Atmosphäre, und wenn man den Hahn dann um 180^0 dreht, so verbreitet sich diese Luft in der schon verdünnten des Recipienten, so daß durch die im schädlichen Raume zurückbleibende Luft eine sehr bedeutende Verdünnung unmöglich gemacht wird.

Wenn nun aber der Kanal a vorhanden ist, so wird, wenn man den Hahn aus der Stellung unserer Figur herausdreht, nach $\frac{1}{4}$ Umdrehung dieser Kanal a horizontal stehend von f nach c gehen, so daß nun die beiden Stiefel mit einander in Verbindung stehen; die in mf abgesperrte Luft

wird ſich alſo nun durch *a* in den Cylinder *A* verbreiten, welcher verdünnte Luft enthält, ſo daß nun im ſchädlichen Raume *mf* nicht Luft von der Dichtigkeit der Atmoſphäre, ſondern bedeutend verdünntere Luft zurückbleibt.

Otto von Guericke machte mit ſeiner Maſchine den merkwürdigen Verſuch mit den Magdeburger Halbkugeln, welcher darin beſtand, eine Hohlkugel von Metall, deren Hälften nur einfach aufeinandergeſetzt waren, luftleer zu machen. Ehe ſie luftleer gemacht iſt, ſind die beiden Hälften leicht zu trennen, wenn aber im Innern keine Luft mehr vorhanden iſt, um dem äußeren Luftdrucke das Gleichgewicht zu halten, ſo halten ſie außerordentlich ſtark zuſammen. Mag z. B. der Radius der Kugel nur 1 Decimeter ſeyn, ſo beträgt der Querſchnitt der Kugel 314 Quadratcentimeter, und demnach iſt der äußere Druck, welcher die Hälften zuſammenpreßt, mehr als 314^k. Um den Contact vollſtändiger zu machen, werden die Ränder der Halbkugeln, welche auf einander geſetzt werden, mit Fett beſchmiert, wie eine Glocke, bevor man ſie auf den Teller ſetzt; ein Hahn, welcher während des Auspumpens geöffnet iſt, wird, bevor man die zuſammengedrückten Halbkugeln von der Luftpumpe abgeſchraubt, geſchloſſen, um den Wiedereintritt der Luft zu verhindern.

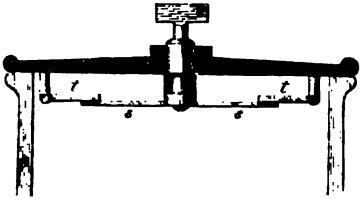
Fig. 181.

Man gebraucht die Luftpumpe zu mancherlei Verſuchen. Man zeigt z. B., daß brennende Körper im luftleeren Raume verlöſchen; daß der Rauch wie ein ſchwerer Körper zu Boden fällt; daß Luft im Waſſer gleichſam aufgelöſt iſt; daß ſich eine Luftſchicht zwiſchen den Flüſſigkeiten und den Wänden der Gefäße befindet, in welchen ſie enthalten ſind, denn dieſe Luftſchicht zeigt ſich durch eine Menge kleiner Bläschen, welche in dem Verhältniß wachſen, als der Luftdruck abnimmt. Mit Hülfe der Luftpumpe kann man kaltes Waſſer zum Kochen bringen u. ſ. w.

Von einigen Verſuchen mit der Luftpumpe war ſchon früher die Rede, von anderen wird noch ſpäter die Rede ſeyn; es bleibt hier nur noch der Fallverſuch im leeren Raume zu betrachten übrig, welcher ſchon oben erwähnt wurde.

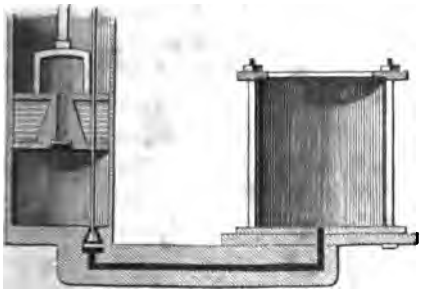
Ein ungefähr ein Meter hoher Glascylinder, welcher etwa 12^{cm} Durchmeſſer hat und deſſen oberer und unterer Rand ſorgfältig abgeſchliffen iſt, wird auf den Teller der Luftpumpe geſetzt; die obere Oeffnung des Cylinders iſt aber ebenfalls, wie beiſtehende Figur zeigt, durch eine Metallplatte verſchloſſen, welche vermittelſt etwas Fett luftdicht auf dem

Fig. 182.



abgeschliffenen Glasrande sitzt. Durch die Mitte dieser Platte geht ein luftdicht schließender Metallconus, ungefähr wie ein Hahn geformt, den man nach Belieben umdrehen kann. Mit diesem Metallconus drehen sich aber zwei an seinem untern Ende befestigte horizontale Stäbchen *s*. Auf jedem dieser Stäbchen ruht ein Metallplättchen *t*, welches mittelst eines horizontalen Stiftes, um den es sehr leicht drehbar seyn muß, am untern Ende eines von der Metallplatte herabragenden Stäbchens befestigt ist. Wenn die Stäbchen *s* so weit aus ihrer hier dargestellten Lage gedreht werden, daß die Plättchen *t* nicht mehr durch sie unterstützt sind, so klappen diese um, und was man etwa daraufgelegt hatte, fällt herab. Es ist gut, wenn die beiden Teller *t* nicht gleichzeitig umklappen. Man legt dann auf jeden Teller ein Metallstück und eine kleine Flaumfeder. Läßt man nun den einen Teller umklappen, ehe man ausgepumpt hat, so fällt das Metallstück weit rascher als die Feder. Nun aber wird ausgepumpt, und wenn man nun das zweite Tellerchen umklappen läßt, so fällt die Feder eben so schnell wie das Metallstück.

Fig. 183.



Compressionspumpe. 66

Die Compressionspumpe dient dazu, die Luft zu verdichten. Sie unterscheidet sich von der Luftpumpe wesentlich dadurch, daß sich die Ventile nach entgegengesetzter Richtung öffnen und schließen, wie man aus Fig. 183 sieht. Wenn der Kolben niedergeht, so comprimirt er die Luft und treibt sie in den Recipienten; wenn er aufsteigt, so öffnet die äußere Luft das Kolbenventil und dringt in den Stiefel, während die comprimirte Luft im Recipienten das Bodenventil des Stiefels geschlossen hält. Ein abermaliges Niederdrücken des Kolbens öffnet wieder das Bodenventil und schließt das Kolbenventil, eine neue Portion Luft wird in den Recipienten gepreßt u. s. w.

Die Barometerprobe der Compressionsmaschine ist eine gerade, oben geschlossene Röhre, welche mit Luft gefüllt und mit ihrem untern offnen Ende in ein Gefäß mit Quecksilber eingetaucht ist. Beim Beginne des Versuchs steht die Luft in der Röhre unter dem Drucke einer Atmosphäre, wenn das Niveau des Quecksilbers in der Röhre und im Gefäß gleich hoch ist. Je mehr der Druck wächst, desto mehr steigt das Quecksilber in der Röhre. Aus der Höhe dieser Quecksilbersäule und der Compression der Luft in der Röhre kann man leicht den Verdichtungsgrad im Recipienten bestimmen.

Bei dieſer Maſchine muß der Recipient auf den Teller feſtgeſchraubt ſeyn, weil ihn ſonſt die comprimirte Luft heben würde.

Man hat Compreſſionspumpen auch ſo eingerichtet, daß ſie an Apparate geſchraubt werden können, in welchen man die Luft comprimiren will. Sie haben nur einen Stiefel und einen Kolben ohne Ventil. An dem einen Ende des Stiefels wird das Reſervoir angeſchraubt, in welchem man die Luft comprimiren will; an dieſem befindet ſich auch ein Ventil, welches Luft in das Reſervoir ein-, aber nicht austreten läßt. Um neue Luft in den Stiefel einzulaſſen, nachdem eine Portion in das Reſervoir eingepreßt worden iſt, hat der Stiefel entweder eine Seitenöffnung, wie Figur 184, oder ein Seitenventil, wie Figur 185. Letzteres iſt beſonders anzuwenden, wenn man ein beſtimmtes Gas comprimiren will, denn man hat zu dieſem Ende nur den Gasbehälter mit der Röhre des Seitenventils in Verbindung zu ſetzen.

Fig. 184.

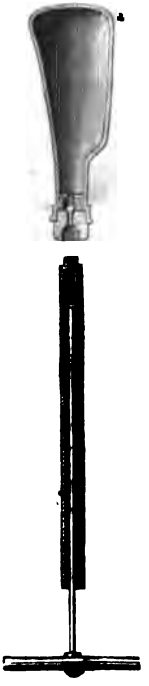
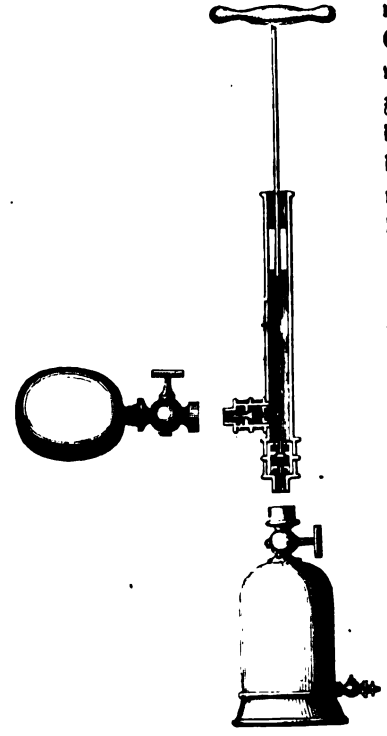


Fig. 185.



Die erſtere dieſer beiden Compreſſionspumpen wird hauptſächlich angewandt, um eine Windbüchſe zu laden, deren Einrichtung durch die folgenden Figuren klar wird. Wenn man mit Hülfe der Compreſſionspumpe die Luft im Kolben der Windbüchſe bis auf 8 oder 10 Atmoſphären comprimirt hat, wird ein Lauf angeſchraubt, welcher der Kugel die Richtung geben ſoll. Wenn das Ventil, welches den Kolben verſchließt, durch den Drücker geöffnet wird, ſo entweicht ein Theil der eingeſchloſſenen Luft mit großer Gewalt und treibt die Kugel fort; das Ventil ſchließt ſich aber augenblicklich wieder. Mit einer guten Windbüchſe kann man eine Kugel mit eben ſo

r Geschwindigkeit fortschießen, wie mit einem Feuergewehre. Man ohne von Neuem zu laden, mehrere Schüsse nach einander thun, war um so mehr, je größer der Kolben ist.

Fig. 186.

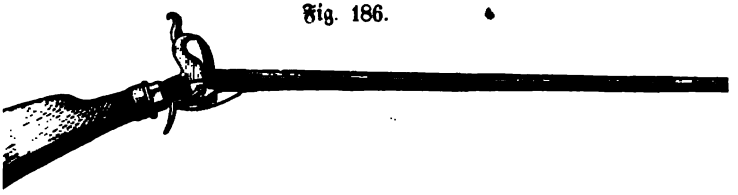


Fig. 187.

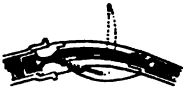


Fig. 188.

Messung des Drucks der Gase, welche in verschiedenen Apparaten eingeschlossen sind. Um den Druck der Gase zu messen, hat man zwei Mittel, nämlich Flüssigkeitssäulen oder Ventile. Apparate, um mit Hülfe von Flüssigkeitssäulen den Druck der Gase zu messen, nennt man Manometer. Die Barometerproben auf der Luftpumpe und der Compressionsmaschine sind Manometer. 67

Fig. 189.

Zu den Manometern gehören in gewisser Beziehung auch die Sicherheitsröhren, denn sie messen den Druck der Gase in den Apparaten, an welchen sie angebracht sind. Wenn ihre Tension dem Atmosphärendrucke gleich ist, so steht die Flüssigkeit in den beiden Schenkeln, Fig. 189, gleich hoch; ist dies nicht der Fall, so kann man aus der Differenz der Flüssigkeitssäulen in den beiden Schenkeln den Druck im Innern des abgesperrten Raumes bestimmen, wenn man die Dichtigkeit der Flüssigkeit in der Sicherheitsröhre kennt. Die Sicherheitsröhren sind von Welter erfunden worden; sie gewähren bei en chemischen Operationen außerordentliche Vortheile, indem sie sowohl losionen, als auch das Zurücksteigen der Sperrungsflüssigkeit verhindern. In den Figuren 190 und 191 sind zwei Druckventile dargestellt. Wenn man das Gewicht kennt, welches ein solches Ventil belastet, und die Größe der Fläche des Ventils, welche den vertikalen Druck des Ga-

Fig. 190.

Fig. 191.

ſes auszuhalten hat, ſo kann man die Tenſion des Gaſes in dem Augenblick berechnen, in welchem es im Stande iſt, das Ventil zu heben. Betrüge z. B. die Belaſtung des Ventils 100^k und die Ventilfläche 25 Quadratcentimeter, ſo hat jeder Quadratcentimeter dieſer Fläche 4^k zu tragen. Da nun der Druck der Atmoſphäre auf jedes Quadratcentimeter 1,0325 ausmacht, ſo iſt die Tenſion des Gaſes, welches dieſes Ventil zu lüften vermag, gleich $\frac{4}{1{,}0325} = 3{,}87$ Atmoſphären, wozu noch eine Atmoſphäre wegen des Luftdrucks zu rechnen iſt, welchen das Ventil noch außer ſeiner Belaſtung zu tragen hat. Dieſes Mittel wird bei Flüſſigkeiten wie bei Gaſen angewendet; mit Hülfe deſſelben werden auch die Keſſel, die Leitungsröhren und die Cylinder der Dampfmaſchinen geprüft.

Durch den Druck der Atmoſphäre, ſo wie durch die Wirkung der comprimirten Luft erklärt ſich die Wirkung mehrerer Apparate und Inſtrumente, welche wir jetzt näher betrachten wollen.

68 **Der Heber.** Wenn man ein Trinkglas, deſſen Rand recht gleichförmig iſt (am beſten ein geſchliffenes Glas) ganz mit Waſſer füllt, ein Papier darauf deckt und dann das Glas umkehrt, ſo läuft das Waſſer nicht aus; der gegen die untere Fläche des Papiers wirkende Luftdruck hindert das Herabfallen der Waſſermaſſe. Das Papier iſt nur deshalb nöthig, um das Glas umkehren zu können und um zu verhindern, daß das Waſſer an den Seiten ausläuft und ſtatt deſſen Luftblaſen in das Gefäß eindringen. Wenn die untere Oeffnung klein genug iſt, um ein ſolches Auslaufen nicht befürchten zu müſſen, wie dies beim Stechheber der Fall iſt, ſo iſt das Papier nicht mehr nöthig. Der Stechheber iſt ein gewöhnlich röhrenförmiges Gefäß, Fig. 192, welches oben und unten etwas enger und an beiden Enden offen iſt. Taucht man es, wenn beide Oeffnungen offen ſind, ganz in eine Flüſſigkeit, ſo füllt es ſich mit derſelben, und wenn man nun die obere Oeffnung mit dem Daumen verſchließt, ſo kann man den Stechheber in die Höhe ziehen, ohne daß die in demſelben enthaltene Flüſſigkeit ausläuft.

Fig. 192.

Der Heber iſt eine gekrümmte Röhre bsb', deren Schenkel ungleiche Länge haben. Wenn der kürzere Schenkel in eine Flüſſigkeit eingetaucht und die ganze Röhre mit derſelben gefüllt iſt, ſo läuft ſie am Ende b' des längern Schenkels, welches tiefer liegt als b, fortwährend aus, man kann alſo mit Hülfe eines Hebers leicht ein Gefäß entleeren. Die Wirkung des Hebers iſt leicht zu erklären. Auf der einen Seite hat die Waſſerſäule sb', auf der andern die Waſſerſäule von s bis zum Spiegel der Flüſſigkeit im Gefäße ein Beſtreben, vermöge ihrer Schwere herabzu-

fallen; der Schwere der in beiden Schenkeln befindlichen Wassersäulen wirkt aber auf beiden Seiten der Luftdruck entgegen, welcher auf der einen Seite gegen die Oeffnung b', auf der andern aber auf den Spiegel des Wassers im Gefäß wirkt und dadurch die Bildung eines leeren Raumes im Innern der Röhre verhindert, welcher sich nothwendiger Weise bei s bilden würde, wenn die Wassersäulen auf beiden Seiten herabliefen. Da der Luftdruck auf der einen Seite so stark wirkt wie auf der andern, so würde vollkommenes Gleichgewicht stattfinden, wenn die Wassersäulen in beiden Schenkeln gleich hoch wären, wenn sich also die Oeffnung b' in der Höhe des Wasserspiegels im Gefäße befände; sobald aber b' tiefer liegt, erhält die Wassersäule im Schenkel $s\,b'$ das Uebergewicht, und in dem Maaße, als hier das Wasser ausläuft, wird auf der andern Seite durch den Luftdruck von Neuem Wasser in die Röhre hineingetrieben, so daß das Ausfließen bei b' fortdauert, bis der Spiegel der Flüssigkeit im Gefäße auf die Höhe der Oeffnung b' gefallen oder die Oeffnung bei b frei geworden ist.

Fig. 193.

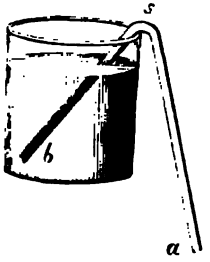


Fig. 194.

Um den Heber bequem zu füllen und in Wirksamkeit setzen zu können, wird eine Saugröhre $a\,t$, Fig. 194, angebracht. Einen gewöhnlichen Heber füllt man nämlich dadurch, daß man bei b saugt; dabei ist aber nicht zu vermeiden, daß man etwas von der Flüssigkeit in den Mund bekommt, was in manchen Fällen unangenehm, oft sogar gefährlich seyn kann, wie z. B., wenn man den Heber anwenden will, um ein Gefäß mit Schwefelsäure zu entleeren; in einem solchen Falle ist das Saugrohr unentbehrlich, denn wenn man die Röhre bei b' verschließt, so kann man durch Saugen bei t die ganzen Schenkel $s\,b'$ füllen, ohne daß die Flüssigkeit an den Mund kommt. Das Auslaufen beginnt alsdann, sobald man das Röhrenende b' wieder öffnet. Eine auf dem Principe des Hebers beruhende Spielerei, welche unter dem Namen: »Becher des Tantalus« bekannt ist, sieht man Fig. 195 und Fig. 196.

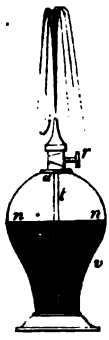
Fig. 195.

Fig. 196.

Der Heronsball. Durch den Hals eines Gefäßes, welches nur zum Theil mit Wasser gefüllt ist, geht eine Röhre fast bis auf den Boden. Die 69

Röhre endigt oben in eine Spitze mit feiner Oeffnung. Wenn die Luft im obern Theile des Gefäßes auf irgend eine Weiſe comprimirt worden iſt, ſo treibt der Druck, den ſie auf die Oberfläche des Waſſers ausübt, daſſelbe aus der feinen Oeffnung in Geſtalt eines aufſteigenden Strahles hervor.

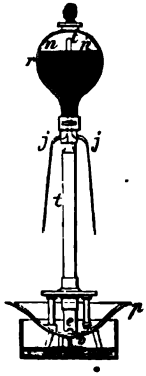
Fig. 197.



Man kann zum Gefäße ein Arzneiglas nehmen, welches durch einen Kork verſchloſſen iſt, durch welchen eine zu einer feinen Spitze ausgezogene Glasröhre hindurchgeht. Wenn die Glasröhre wenig oder gar nicht in das Gefäß hineinragt, ſo hat man die ſogenannten Spritzflaſchen, mit welchen die Chemiker ihre Niederſchläge auswaſchen. Die Compreſſion der Luft geſchieht bei dieſer Art von Heronsball mit Hülfe des Mundes, indem man die Luft durch die Röhre einbläſ't. Wenn die im Apparate eingeſchloſſene Luft die Dichtigkeit der umgebenden Atmoſphäre hat, und man denſelben unter die Glocke der Luftpumpe ſetzt, ſo beginnt das Springen, ſobald man evacuirt. Manchmal führt man dieſe Apparate in größerem Maaßſtabe ganz in Metall aus. In dieſem Falle iſt im Halſe ein Hahn *r* befeſtigt, über welchen die Ausflußſpitze angeſchraubt werden kann. Die Compreſſion der Luft geſchieht mittelſt einer Compreſſionspumpe, welche man an der Stelle der Spitze aufſchraubt. Wenn das Gefäß geladen iſt, ſchließt man den Hahn, entfernt die Pumpe und ſchraubt die Spitze auf. Sobald nun der Hahn geöffnet wird, ſpringt das Waſſer hervor bis zu einer Höhe von 30, ja von 100 Fuß, wenn die Luft auf 2 oder auf 5 bis 6 Atmoſphären comprimirt worden war.

70 **Der intermittirende Brunnen**, Fig. 198. *r* iſt ein Waſſerreſervoir, *jj* ſind Ausflußröhren, *t* iſt eine Röhre, deren obere Oeffnung ſich über das Niveau des Waſſers in *r* erhebt. Das untere Ende der Röhre ſteht in einem Gefäß *p* und hat bei *e* einen Ausſchnitt. Wenn dieſe Oeffnung bei *e* frei iſt, ſo kann der atmoſphäriſche Druck auf den Spiegel *nn'* wirken, und Waſſer fließt alsdann bei *j* und *j'* aus. Dies Waſſer, welches in das Becken *p* fällt, kann nicht eben ſo ſchnell durch die Oeffnung *v* abfließen. Die Oeffnung *e* wird durch Waſſer verſchloſſen, und in Folge deſſen muß das Ausfließen bei *j* und *j'* alsbald aufhören. Da nun kein neues Waſſer in *p* zuläuft, wird auch bald alles Waſſer durch *v* ablaufen können, die Oeffnung *e* wird wieder frei, und das Spiel beginnt von Neuem.

Fig. 198.

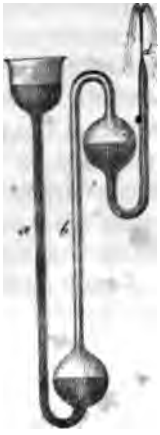


71 **Der Heronsbrunnen.** Der einfachſte Heronsbrunnen, wie er ſich aus Glasröhren leicht machen läßt, iſt Fig. 199 dargeſtellt; noch leichter läßt er

) aus Glasgefäßen und Röhren zuſammenſetzen, wie man Fig. 200 ſieht. e Waſſerſäule in der Röhre *a* comprimirt die Luft in *b*, dieſe compri- rte Luft drückt auf den Spiegel des Waſſers in *c*, und in Folge dieſes uckes muß das Waſſer bei *d* hervorſpringen. Ein etwas complicirterer ronsbrunnen iſt Fig. 201 dargeſtellt. Die Röhre *x* vertritt die Stelle der

Fig. 200.

Fig 199.



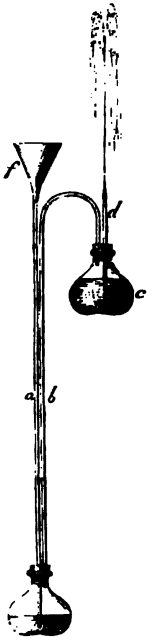
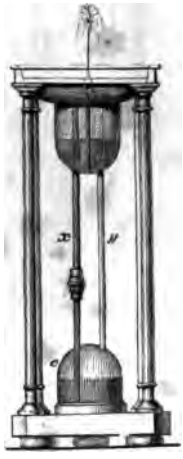


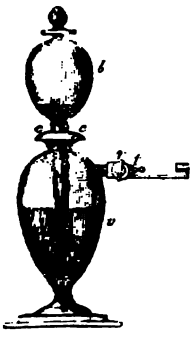
Fig. 201.



öhre *a*, *y* die von *b*, das Gefäß *z* die Stelle der Kugel *c*. Das Spiel dieſes ›parates wird wohl aus der Figur ohne weitere Erklärung verſtändlich ſeyn.

Die Waſſerſtoff-Zündmaſchine. Ein Ballon *b* mit langem Halſe 72 iſt in ein weiteres Gefäß *v* hineingeſteckt, berührt aber deſſen Boden nicht; die Verbindung beider Gefäße bei *cc* muß hermetiſch ſchließen. Am untern Ende des langen Halſes hängt ein hohler Zinkcylinder *zz*. Das mit Schwefelſäure vermiſchte Waſſer im Gefäße *v* wirkt auf das Zink ein, es bildet ſich Waſſerſtoffgas, deſſen Druck immer mehr die Flüſſigkeit in den Ballon *b* zurücktreibt, bis das Zinkſtück gar nicht mehr mit der Flüſſigkeit in Berührung iſt. Nun hört die Einwirkung der Säure auf das Zink auf. Sobald

Fig. 202.



man den Hahn bei *r* öffnet, ſtrömt das comprimirte Waſſerſtoffgas aus der feinen Spitze *t* und entzündet ſich, indem es ein Platinſchwämmchen trifft. Bei unverändertem Principe iſt die Geſtalt dieſer Platin-Zündmaſchinen auf mannigfache Weiſe verändert worden.

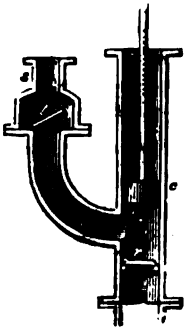
73 **Die Saug- und Hebepumpe.** Dieſe Saug-Pumpe beſteht aus einem Saugrohre *a*, Fig. 203, einem Stiefel *b*, einem Kolben *p*, einem Steigrohre *s* und drei Ventilen, *r*, *t* und *l*, welche ſich von unten nach oben öffnen. Das Ventil *r* befindet ſich im Boden des Stiefels, das zweite *t* im Kolben und das letzte *l* am untern Ende der Steigröhre. Das Saugrohr taucht in das Waſſer, welches man heben will, und die Kolbenſtange geht luftdicht durch die Stopfbüchſe *e*. Wenn zu Anfang der Bewegung der Kolben gehoben wird, ſchließt ſich *t*; *r* und *l* aber öffnen ſich; und zwar öffnet ſich *l* durch die Verdichtung der Luft über dem Kolben, *r* durch die Verdünnung unter dem Kolben. Da ſich nun der Luftdruck in der Saugröhre gleichzeitig vermindert, ſo ſteigt das Waſſer in der Saugröhre in Folge des überwiegenden äußern Luftdruckes. Beim Niedergange des Kolbens ſchließt ſich das untere Ventil. Die Luft im Stiefel unterhalb des Kolbens wird comprimirt und öffnet das Ventil *l* und gelangt ſo durch den Kolben hindurch in den obern Theil des Stiefels. Beim zweiten Hub des Kolbens ſteigt das Waſſer wieder etwas höher im Saugrohre, und durch das Ventil *l* wird abermals eine Quantität Luft fortgeſchafft. Endlich nach einer beſtimmten Anzahl von Kolbenſtößen ſteigt das Waſſer ſelbſt bis über das Ventil *r* und hebt das Ventil *t*. Alsbald iſt nun alle Luft aus der Pumpe entfernt, und jedes Ventil wird nur noch durch das Waſſer gehoben. Bei jedem Niedergange des Kolbens geht eine Quantität Waſſer durch das Ventil *t* hindurch, und bei jedem Hub wird eine neue Quantität Waſſer im Steigrohre und im Saugrohre gehoben. Die Kraftanſtrengung, welche man machen muß, um den Kolben zu heben, muß eines Theils die Reibung überwinden, dann aber auch noch den Druck einer Waſſerſäule, deren Baſis die Oberfläche des Kolbens und deren Höhe gleich iſt der vertikalen Entfernung der Ausflußöffnung im Steigrohre vom Spiegel des Reſervoirs, in welches das Saugrohr eintaucht.

Fig. 203.

Wenn die Pumpe brauchbar ſeyn ſoll, ſo muß das Waſſer das erſte Ventil *r* erreichen können. Die Stellung dieſes Ventils hängt demnach

von dem Grade der Luftverdünnung ab, welche man zwischen den Ventilen *t* und *r* hervorbringen kann. Wenn beim tiefsten Stande des Kolbens gar kein Raum zwischen *r* und *t* wäre, so könnte zwischen diesen beiden Ventilen ein absolut luftleerer Raum erzeugt werden, und das Ventil *r* dürfte 32 Fuß über dem Wasserspiegel des Reservoirs sich befinden. Da es aber unmöglich ist, einen schädlichen Raum unter dem Kolben ganz zu vermeiden, so darf auch das Ventil *r* nicht ganz 32′ über dem Spiegel des Reservoirs liegen. Man muß dafür sorgen, daß der schädliche Raum im Verhältniß zum Inhalte des Stiefels so klein als möglich ist. Wäre z. B. der schädliche Raum die Hälfte vom ganzen Inhalte des Stiefels (ohne den vom Kolben eingenommenen Raum), so könnte man die Luft zwischen *t* und *r* nur bis zur Hälfte des atmosphärischen Druckes verdünnen, und folglich dürfte das Ventil *r* nur 16 Fuß über dem Wasserspiegel des Reservoirs liegen.

Fig. 204.



Die Saug- und Druckpumpe, Fig. 204, besteht aus einem Saugrohre *a*, einem Steigrohre *s*, einem Pumpenstiefel *c* und einem massiven Kolben *p*; sie hat nur zwei Ventile, *r* und *l*. Beim Heben des Kolbens dringt Wasser durch das Ventil *r*, beim Niedergange des Kolbens wird *r* geschlossen und das gesaugte Wasser durch *l* in die Höhe gepreßt.

Fig. 205.

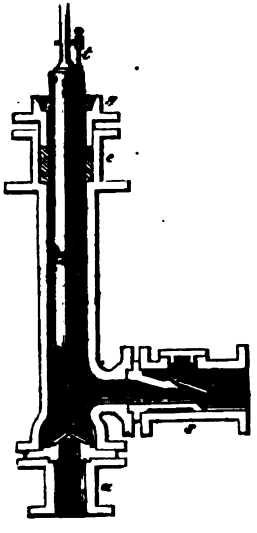


Fig. 205 stellt eine Druckpumpe dar, deren Construction besonders geeignet ist, um das Wasser auf eine bedeutende Höhe zu heben. Das Ventil bei *r* besteht aus zwei geeigneten Klappen, welche, wenn sie gehoben werden, bei *i* anschlagen, beim Niedergange des Kolbens aber auf das Prisma *z* gedrückt werden. Das Ventil bei *l* besteht aus einer Klappe, welche ebenfalls schräg steht. Ueber dieser Klappe ist eine Oeffnung in der Röhre, welche durch einen besondern Deckel verschlossen ist, den man wegnehmen kann, um das Ventil nachzusehen, oder im Nothfalle durch ein neues zu ersetzen.

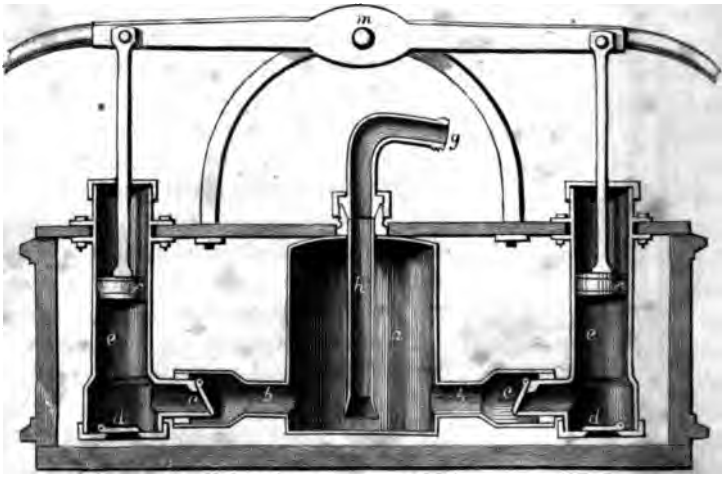
Der Pumpenstiefel ist nicht vollkommen cylindrisch ausgebohrt, weil er vom Kolben nicht berührt wird. Der vollkommen cylindrische Kolben ist aus Metall verfertigt und geht luftdicht durch die Stopfbüchse *e* und die Schmierbüchse *g*.

Das Waſſer enthält ſtets etwas abſorbirte Luft, die während des Pumpens auch theilweiſe wieder frei wird und ſich in dem Raume unter dem Kolben anſammelt. Bei ſolchen Druckpumpen, welche das Waſſer nicht ſehr hoch heben, bringt dies keinen ſehr weſentlichen Nachtheil hervor, denn wenn der Kolben ſeine tiefſte Stellung einnimmt, ſo hat die unter demſelben abgeſperrte Luft einen Druck auszuhalten, welcher nicht viel größer iſt als der Druck einer Atmoſphäre, ſo daß beim Aufziehen des Kolbens eine immer noch hinlänglich ſtarke Luftverdünnung ſtattfindet, um das Waſſer durch das Ventil *r* aufzuſaugen. Wenn ſich aber über dem Ventil bei *l* eine Waſſerſäule von bedeutender Höhe befindet, ſo hat beim Niedergange des Kolbens die abgeſperrte Luft den Druck von mehreren Atmoſphären auszuhalten, ſo daß ſie, wenn ſie ſich beim Aufziehen des Kolbens wieder ausdehnen kann und den ganzen Stiefelraum ausfüllt, doch immer noch eine Dichtigkeit hat, welche der der freien atmoſphäriſchen Luft ſo nahe kommt, daß kein Saugen mehr ſtattfinden kann. Durch dieſen Umſtand werden ſolche Druckpumpen bald ganz außer Wirkſamkeit geſetzt, und man muß, um ſie wieder brauchbar zu machen, dafür ſorgen, daß die im Stiefel angehäufte Luft entfernt werden kann. Man kann dies auf zweierlei Weiſe erreichen, indem man entweder den Stiefel durchbohrt, oder eine Oeffnung, *tyv*, im Kolben anbringt; *t* iſt eine Druckſchraube, welche die Oeffnung verſchließt.

Zu Marly befinden ſich Pumpen dieſer Art, welche mit einer ſeltenen Vollkommenheit conſtruirt ſind; ſie heben das Waſſer 500 F. über den Spiegel der Seine.

74 **Die Feuerſpritze.** Fig. 206 iſt eine Verbindung der Druckpumpe

Fig. 206.



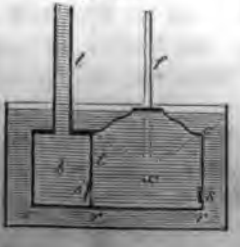
mit dem **Heronsball**. Die Pumpenstiefel, von denen wir vor der Hand nur den einen rechts betrachten wollen, stehen in einem mit Wasser gefüllten Kasten. Wenn der Kolben *f* aufgezogen wird, so hebt sich die Klappe *d*, und das Wasser dringt in den Stiefel *e*. Beim Niedergange des Kolbens schließt sich das Ventil *d*, die Klappe *c* wird geöffnet und das Wasser wird durch das Gurgelrohr *b* in den Windkessel *a* gepreßt. Dieser Windkessel ist nichts Anderes als ein großer Heronsball; je mehr Wasser in den Windkessel gepumpt wird, desto mehr wird die Luft im obern Theile desselben comprimirt. Das Rohr *h* reicht fast bis auf den Boden des Windkessels; bei *g* wird eine Röhre mit enger Oeffnung, der Schwanenhals, angeschraubt. Durch den Druck, welchen die im Windkessel comprimirte Luft auf das Wasser in demselben fortwährend ausübt, wird ein starker Wasserstrahl aus der Oeffnung des Schwanenhalses hervorgetrieben. An einer Oeffnung, welche sich in der Wand des Windkessels nahe am Boden befindet, kann ein Schlauch mit einer metallenen Spitze angeschraubt werden, welche eine Oeffnung wie der Schwanenhals hat; auch dieser Schlauch liefert einen Wasserstrahl, den man leichter lenken und der Feuerstelle näher bringen kann als den Wasserstrahl des Schwanenhalses.

Der Auf- und Niedergang der Kolben wird durch einen Hebel bewerkstelligt, dessen Unterstützungspunkt *m* ist. An diesem Hebel sind die beiden Kolbenstangen so befestigt, daß der eine Kolben steigt, wenn der andere niedergeht, daß also ohne Unterbrechung dem Windkessel neues Wasser zugeführt wird.

Bei der **Priesterpumpe** ist der Kolben durch eine elastische Membran 75
ersetzt, welche an ihrem Rande befestigt ist und in ihrer Mitte ein metallenes Ventil *s'* hat (Fig. 207). Wenn die Membrane durch die Stange *l* gehoben wird, so wird die Flüssigkeit durch das Ventil *s* hindurch aufgesaugt; wenn aber die Stange *l* niedergeht, so muß sich *s* schließen, *s'* aber muß sich öffnen, um die Flüssigkeit passiren zu lassen.

Fig. 207.

Fig. 208.



Eine nach diesem Princip construirte Pumpe ist es auch, welche das Oel in den Lampen von Gotten hebt (Fig. 208). Sobald die bewegliche Haut über dem Gefäße *x* durch die Stange *f* gehoben wird, dringt Oel durch das Ventil *s* ein; beim Niedergange der St[illegible] wird *s* geschlossen [illegible] Oel [illegible] in das Gefäß *b* und die [illegible] *l* gepreßt. [illegible]pe in Bewegung.

76 **Die atmoſphäriſche Eiſenbahn.** Eine höchſt ſinnreiche Anwendung des Drucks der atmoſphäriſchen Luft gegen einen luftverdünnten Raum, welche gegenwärtig die allgemeine Aufmerkſamkeit auf ſich zieht, iſt die ſogenannte atmoſphäriſche Eiſenbahn.

In der Mitte zwiſchen den Schienen der Bahn läuft nämlich ihrer ganzen Länge nach eine gußeiſerne Röhre her. In dieſer Röhre befindet ſich ein luftdicht ſchließender Kolben, ſo daß wenn auf der einen Seite deſſelben die Luft aus der Röhre ausgepumpt wird, der auf der andern Seite dieſes Kolbens wirkende Druck der Luft ihn forttreibt.

Das Auspumpen der Luft aus der Röhre geſchieht durch eine ſtehende Dampfmaſchine.

Der Kolben, welcher durch den Druck der atmoſphäriſchen Luft fortgetrieben wird, zieht nun die Wagen nach ſich.

Dies wird dadurch möglich, daß der Kolben mit dem erſten Wagen durch einen Verbindungsarm zuſammenhängt. Um dieſen Verbindungsarm durchzulaſſen, iſt aber die Treibröhre oben aufgeſchlitzt und der Schlitz durch Lederklappen luftdicht verſchloſſen. Dieſe Klappen werden hinter dem Kolben geöffnet, um den Verbindungsarm durchzulaſſen, nachdem dieſer aber paſſirt iſt, werden ſie wieder geſchloſſen.

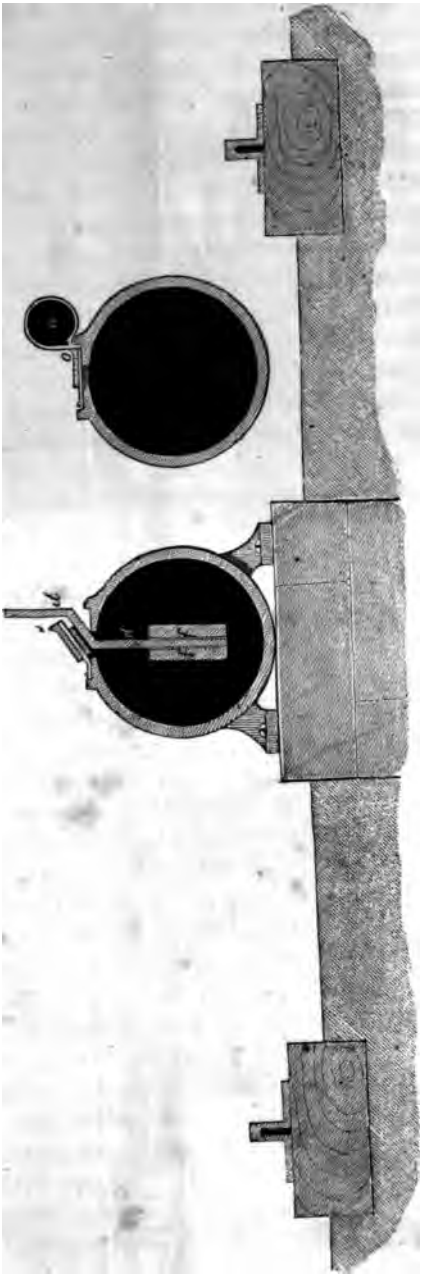
Die Figuren 209, 210 und 211 werden wohl das Princip dieſer Conſtruction anſchaulich machen. Fig. 209 ſtellt einen Querdurchſchnitt der Bahn mit Treibröhre vor; man ſieht, wie die Röhre in der Mitte zwiſchen den Schienen liegt, man ſieht, wie ſie oben offen iſt. Die Lederklappe, welche den Schlitz bedecken ſoll, iſt in unſerer Zeichnung gerade in dem Momente dargeſtellt, wo ſie gehoben iſt, um den Verbindungsarm *d* durchzulaſſen; ſie iſt oben und unten mit Eiſen beſchlagen, damit ſie von ſelbſt niederfällt, wenn ſie nicht in die Höhe gehalten wird.

Die gußeiſerne Treibröhre hat 1′ 4″ Durchmeſſer, jedes Stück derſelben iſt 7 Fuß lang; ſie iſt innen mit einer ½ Linie dicken Schicht von Wachs und Talg überzogen, um die Unebenheiten des Guſſes auszugleichen und die Bewegung des Kolbens zu erleichtern. Fig. 210 ſtellt den Querdurchſchnitt der Röhre dar, wie der Schlitz derſelben durch die Klappe bedeckt iſt.

Die Einrichtung des Kolbens und wie er mit dem Wagen zuſammenhängt, iſt aus dem Längendurchſchnitte Fig. 211 zu erſehen. An einem gußeiſernen Cylinder *kc* ſind zwei Lederſtulpen befeſtigt, welche, wenn auf der vordern Seite des Kolbens ein verdünnter Raum erzeugt wird, durch den auf der andern Seite wirkenden Luftdruck feſt gegen die Cylinderwände angepreßt werden, ſo daß auf dieſe Weiſe der Kolben ſtets luftdicht ſchließt. An dem eigentlichen Kolben befindet ſich nun eine Stange mit zwei eiſernen Schienen *f*, von denen in unſerer Figur natürlich nur die vordere

Fig. 210.

Fig. 209.



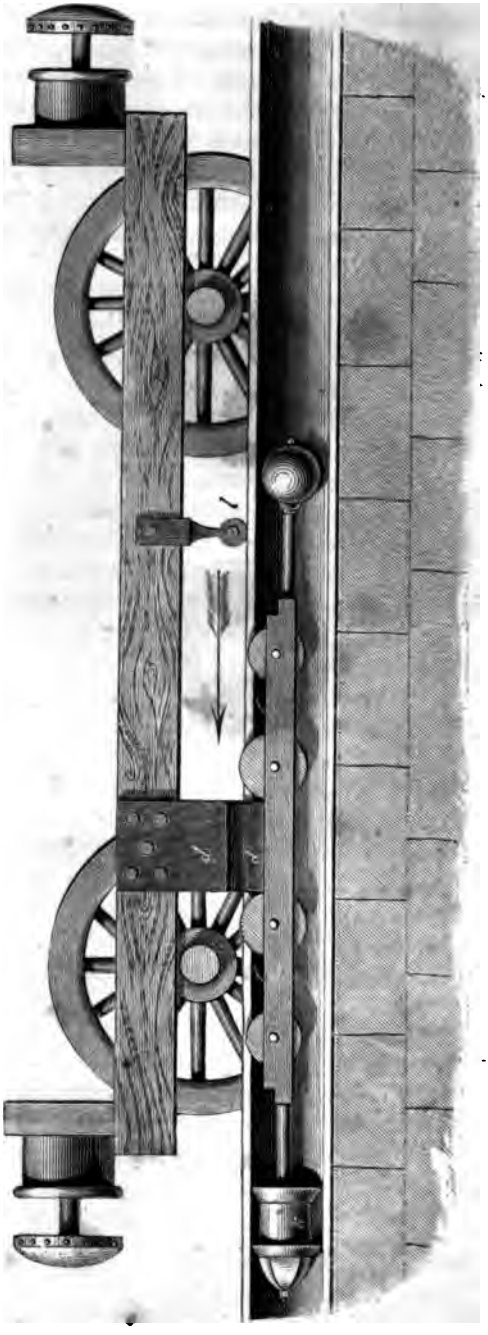


Fig. 211.

sichtbar ist. Zwischen diesen Schienen sind vier Rollen und der Verbindungsarm *d* befestigt. Der Durchmesser der beiden äußeren Rollen ist kleiner als der Durchmesser der mittleren. Die erste Rolle hebt die Klappe etwas in die Höhe, die zweite hebt sie weiter, so daß nun der Verbindungsarm durchgehen kann. Nachdem er passirt ist, senkt sich die Klappe auf die dritte, dann auf die vierte Rolle, um dann wieder den Schlitz völlig zu verdecken. Eine nachfolgende Rolle *l*, welche am Wagen befestigt ist, drückt dann noch die Klappe von außen fest auf den Schlitz.

Wenn die Klappe aufliegt, so bildet sich bei *o*, Fig. 210, eine Rinne, in welcher sich eine Mischung von Wachs und Talg befindet; eine durch Kohlen erwärmte an dem Wagen hinter der Rolle *l* befestigte Röhre *n*, an welcher sich eine in die Rinne herabreichende Hervorragung befindet, bewirkt eine Schmelzung dieser Masse, wodurch der vollkommne Verschluß wieder hergestellt und die Treibröhre gleich wieder für die nächste Fahrt vorbereitet ist. Diese erwärmte Röhre ist in Fig. 210 im Durchschnitt angedeutet, in Fig. 211 aber weggelassen.

Die erste Idee der atmosphärischen Eisenbahn rührt von Pinkus her, dessen schon im Jahre 1834 gemachte Versuche jedoch die gehofften Resultate nicht gaben. Einige Jahre später griffen Clegg und Samuda die Sache wieder auf. Von ihnen rührt die eben angedeutete Construction her; sie haben schon einige Bahnen nach diesem Systeme ausgeführt und seine praktische Anwendbarkeit dargethan.

Ueber die Luftverdünnung in der Treibröhre wurden auf der Bahn von Kingstown nach Dalbey, welche eine Fortsetzung der gewöhnlichen Eisenbahn von Dublin nach Kingstown ist, Versuche angestellt, welche ergaben, daß in einem Glasrohre, dessen oberes Ende mit der Treibröhre communicirt, das Queckſilber bis zu einer Höhe von 25 Zoll, also nur 3 Zoll weniger gehoben werden kann, als der mittlere Barometerstand beträgt. Es ergab sich aus dieser Höhe der Queckſilbersäule, daß der Kolben auf der einen Seite nur einen Druck von $2\frac{1}{2}$ Pfund auf den Quadratzoll auszuhalten hatte, während auf der andern Seite die atmosphärische Luft mit einem Drucke von 15 Pfund auf den Quadratzoll drückt; die Triebkraft betrug also $12\frac{1}{2}$ Pfund auf den Quadratzoll, und da die Oberfläche des Kolbens 176 Quadratzoll beträgt, so ist die ganze Kraft, mit welcher der Kolben fortgedrückt wird, 2200 Pfund.

Im Allgemeinen hat man aber diese Kraft zum Fahren nicht nöthig, denn es reicht schon hin, wenn die Luft so weit verdünnt wird, daß die im Barometerrohre aufgesaugte Queckſilbersäule 15 Zoll beträgt, welche eine bewegende Kraft von mehr als 1300 Pfund liefert.

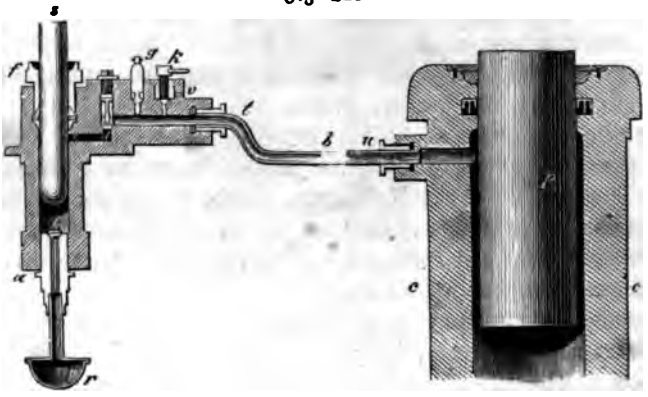
Die wesentlichsten Vortheile der atmosphärischen Eisenbahn bestehen in einer größeren Sicherheit und der Möglichkeit weit bedeutendere Stei-

gungen zu überwinden, als dies bei den gewöhnlichen Eiſenbahnen irgend geſchehen kann.

Bis jetzt ſind atmoſphäriſche Eiſenbahnen nur auf kürzere Strecken ausgeführt, ob ſie ſich auch auf größere Entfernungen mit Vortheil anwenden laſſen, ob ſie in pecuniärer Hinſicht vortheilhafter ſind als gewöhnliche, darüber läßt ſich ſchwer a priori entſcheiden, man muß es der Erfahrung anheimſtellen.

77 **Die hydrauliſche Preſſe** beſteht aus zwei Haupttheilen, einer Saug- und Druckpumpe, welche den Druck ausübt, und einem Kolben mit einer Platte, welche den Druck empfängt, um ihn auf den zu preſſenden Körper zu übertragen. Fig. 212 iſt ein Durchſchnitt, Fig. 213 eine Totalanſicht

Fig. 213.

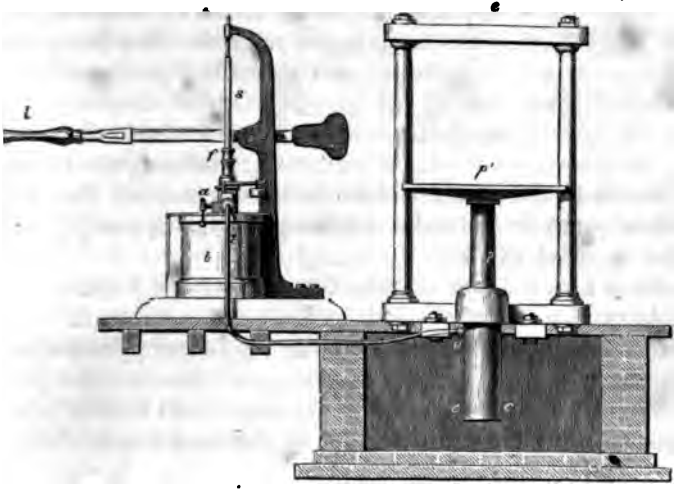


der hydrauliſchen Preſſe in kleinerem Maaßſtabe. Durch den Hebel l wird der Kolben s gehoben, das Waſſer des Reſervoirs b dringt durch das Sieb r, hebt das Ventil i und gelangt ſo unter den Kolben s. Wenn man den Hebel l niederdrückt, ſo geht auch der Kolben s nieder, das zurückgetriebene Waſſer ſchließt das Ventil i, hebt das Ventil d und gelangt durch die Röhre $t\,b\,u$ in den Cylinder $c\,c'$ der Preſſe; hier drückt es nun gegen den Kolben p, den es mit der Platte p' hebt, und ſo wird der zu preſſende Körper zwiſchen p und der feſten Platte e zuſammengedrückt.

Wenn der Kolben s durch irgend eine Kraft niedergedrückt wird, ſo hat jeder Flächentheil der Gefäßwände, welcher dem Querſchnitte des Kolbens gleich iſt, einen gleichen Druck auszuhalten. Nun kann man aber die Unterfläche des Kolbens p als einen Theil der Gefäßwand betrachten; ſo vielmal alſo der Querſchnitt des Kolbens p größer iſt als der Querſchnitt des Kolbens s, ſo vielmal wird auch die Kraft, mit welcher der Kolben p gehoben wird, größer ſeyn als die Kraft, mit welcher der kleine Kolben niedergedrückt wird.

nn der Querschnitt des Kolbens s $^1/_{100}$ des Querschnitts von p ist,
) p mit einer Kraft von 100^{kg} gehoben, wenn s durch eine Kraft

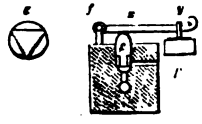
Fig. 213.



^{kg} niedergedrückt wird. Mit Hülfe des Hebels l kann aber ein Mensch einen Druck von 300^{kg} auf den Kolben s ausüben und also auch olben p mit einer Kraft von 30,000^{kg} heben.

1 der Kraft, welche am Hebel l angewendet wird, geht ein Theil Reibungswiderstände verloren, bevor sie sich bis zum Kolben p fort-; deshalb wird der Effect stets geringer seyn, als er nach den eben hrten Betrachtungen seyn sollte. Die Größe der Kraft, welche sich wirklich bis zum Kolben p fortpflanzt, wird durch das Ventil g, Fig. 214, gemessen. Kennt man das Gewicht p, die Länge der Hebelarme $x\,f$ und $y\,f$ und die Größe der untern Fläche des Ventils g, gegen welche das Wasser drückt, so kann man leicht die des Druckes berechnen, welchen das Ventil in dem Moment erlei- welchem es den Hebel, Fig. 214, hebt.

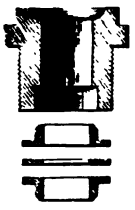
Fig. 214.



Ventil g heißt Sicherheitsventil. Man regulirt nämlich das t am Hebel so, daß das Ventil sich heben muß, wenn die Größe uckes eine Gränze erreicht hat, welche nicht überschritten werden hne daß einzelne Maschinentheile durch den zu großen Druck Noth

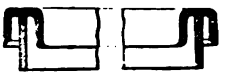
das Entweichen der Flüssigkeit zu verhindern, muß der Kolben s

Fig. 215.



mit ganz besonderer Sorgfalt eingepaßt werden. Die dazu dienenden Stücke sind Fig. 215 groß dargestellt. Die Hauptschwierigkeit bietet aber der Kolben p dar, diese Schwierigkeit hat Bramah durch eine sehr sinnreiche Einrichtung gehoben.

Fig. 216.



Ein umgebogenes Leder, dessen Gestalt man deutlich aus Fig. 216 erkennt, ist in eine ringförmige Höhlung gelegt. Je mehr nun der Druck wächst, desto stärker wird auch das Leder gegen den Kolben p und die Wand der ringförmigen Höhlung gepreßt, und desto fester schließt es also auch.

Es ist klar, daß auch an dieser Liederung noch ein Reibungswiderstand zu überwinden ist, daß also auch die Kraft nicht ganz zum Effect gelangt, welcher wirklich schon bis zur Unterfläche des Kolbens p fortgepflanzt worden ist.

Wenn die Schraube k aufgeschraubt wird, so tritt das Wasser aus dem Cylinder c c' zurück und läuft durch die Oeffnung v aus.

78 **Der Luftballon.** Das Gesetz des Archimedes gilt ebenso für Gase wie für Flüssigkeiten. Ein Körper, welcher in ein Gas eingetaucht ist, verliert einen Theil seines Gewichtes, welcher dem Gewichte des verdrängten Gases gleich ist. Es beruht darauf das Steigen des Luftballons.

Die Brüder Montgolfier construirten zuerst einen großen Ballon von gefirnißtem Papier oder Taffet, welcher unten eine Oeffnung von einigen Quadratfußen hatte. In einiger Entfernung unter dieser Oeffnung war ein Korb von Metalldraht angehängt, welcher mit einem brennenden Stoffe gefüllt war. Durch die Verbrennung desselben wird eine Menge warmer, leichter Luft gebildet, welche aufsteigt und bald den ganzen Ballon anfüllt. Sobald die warme Luft im Ballon sammt der Hülle und Allem, was daran hängt, leichter ist als die verdrängte Luftmenge, muß der Ballon steigen; er nimmt den brennenden Körper, der ihm die Steigkraft verleiht, mit in die Höhe. Der Ballon muß so lange steigen, bis er in eine Höhe kommt, in welcher die Luft schon so verdünnt ist, daß das Gewicht des Ballons dem der verdrängten Luftmenge gleich ist. Der erste Luftballon dieser Art, welche man Montgolfieren nennt, stieg zu Annonay den 5. Juni 1783.

Charles, ein bekannter Physiker, Professor zu Paris, hatte den glücklichen Gedanken, statt der warmen Luft Wasserstoffgas anzuwenden, dessen außerordentliche Leichtigkeit Cavendish im Jahre 1766 bekannt gemacht hatte. Wasserstoffgas ist beinahe 14mal leichter als atmosphärische Luft. 1000 Kubikmeter Luft wiegen 1299,075^k, während ein gleiches Volumen Wasserstoffgas nur 89,76^k wiegt. Die Differenz dieser Gewichte

ist 1209,315ᵏ. 500 K.M. Wasserstoffgas können demnach noch eine Last von 604ᵏ heben. Einen Ballon von dieser Größe ließ Charles anfertigen, und um das Vertrauen zu beweisen, welches seine Entdeckung einflößen mußte, unternahm er mit Robert die berühmte Reise, bei welcher er in einigen Minuten die Höhe von 2400 bis 3000 Fuß erreichte und in diesen Regionen der Atmosphäre in zwei Stunden einen Weg von 5 Meilen zurücklegte. Charles stieg in den Tuilerien auf. Die ganze Bevölkerung von Paris war in Bewegung. Alle öffentlichen Plätze, alle hochliegenden Orte waren mit Zuschauern bedeckt. Ein Kanonenschuß gab das Signal der Abfahrt, und bald sah man den Ballon sich wie ein Meteor am Horizont erheben. Hoch in den Lüften sah man noch die flatternden Fähnchen, von der Sonne beleuchtet, und die Schiffer, welche ruhig die Erde grüßten. Nie hat wohl ein physikalisches Experiment solche allgemeine Bewunderung erregt.

Es konnte nicht fehlen, daß Charles Nachahmer fand. Unter den zu wissenschaftlichen Zwecken unternommenen Luftfahrten zeichnen sich die im Jahre 1804 von Gay-Lussac und Biot unternommenen aus. Bei der ersten Fahrt erreichten die beiden Physiker eine Höhe von 4000 Metern. Die zweite Fahrt unternahm Gay-Lussac allein und erreichte eine Höhe von 7000 Metern, die größte Höhe, zu der je ein Mensch gelangt ist. Humboldt und Bompland sind am Chimborasso bis zu einer Höhe von 6100 Metern aufgestiegen. In einer solchen Höhe fühlte man eine empfindliche Kälte: Gay-Lussac's Thermometer zeigte — 10°, während am Boden eine Hitze von 30° war. Die Luft war so trocken, daß die hygroskopischen Körper rasch ihre Feuchtigkeit verloren; der Himmel erschien sehr dunkelblau. Nach einer Fahrt von 6 Stunden hatte Gay-Lussac in horizontaler Richtung einen Weg von 15 Meilen zurückgelegt und sank in der Nähe von Rouen langsam nieder. Wir werden später die Resultate mittheilen, mit welchen diese merkwürdige Reise die Wissenschaft bereichert hat.

Sechstes Kapitel.

Anziehung zwiſchen gasförmigen und feſten, ſowie zwiſchen gasförmigen und flüſſigen Körpern.

79 Daß zwiſchen den Theilchen feſter und gasförmiger Körper eine bedeutende Anziehung ſtattfindet, geht am augenſcheinlichſten aus folgendem Verſuche hervor. Löſcht man eine glühende Kohle unter Queckſilber ab, läßt man ſie dann in einem Cylinder in die Höhe ſteigen, deſſen oberer Theil mit Kohlenſäure gefüllt iſt, welche durch Queckſilber von der Verbindung mit der äußern Luft abgeſperrt wird, und deren Volumen ungefähr 20mal ſo groß iſt als das der Kohle, ſo wird in wenig Augenblicken die Kohlenſäure von der Kohle dermaßen verdichtet, daß das Queckſilber im Cylinder bis obenhin ſteigt. Die ganze Maſſe der Kohlenſäure, welche vorher den ganzen obern Theil des Cylinders erfüllte, iſt jetzt durch die zwiſchen der Kohle und dem Gaſe ſtattfindende Anziehung in den Poren der Kohle verdichtet, das Gas iſt *abſorbirt* worden. Derſelbe Verſuch gelingt auch mit vielen anderen Gaſen.

Fig. 217.

Wenn die Kohle längere Zeit an der Luft gelegen hat, ſo gelingt der Verſuch nicht mehr ganz, was ſehr begreiflich iſt, wenn man bedenkt, daß die Kohle atmoſphäriſche Luft und den in der Luft verbreiteten Waſſerdampf abſorbirt, und daß dadurch natürlich ihre Abſorptionsfähigkeit für andere Gaſe vermindert wird.

Wenn man eine Kohle, welche Gaſe abſorbirt hat, unter die Luftpumpe bringt oder glüht, ſo läßt ſie die abſorbirten Gaſe wieder frei.

Die Abſorption der Gaſe iſt jederzeit von einer Wärmeentwickelung begleitet, die um ſo bedeutender iſt, je heftiger die Abſorption vor ſich geht. Zur Pulverfabrikation wird die Kohle zu einem ungemein feinen Pulver zerrieben, welches die atmoſphäriſche Luft mit ſolcher Begierde abſorbirt, daß eine bedeutende Erhitzung der Maſſe ſtattfindet, welche oft bis zur Entzündung ſteigt.

Sauerſtoffgas wird vom Platinſchwamm (fein vertheiltes Platin) ſehr ſtark abſorbirt. Wenn Waſſerſtoffgas auf einen mit verdichtetem Sauerſtoffgaſe geſättigten Platinſchwamm ſtrömt, ſo verbinden ſich die Gaſe unter ſolcher Wärmeentwickelung, daß das Platin glühend wird und den

Strom von Waſſerſtoffgas entzündet. Darauf gründet ſich die Döbereiner'ſche Zündmaſchine. (Fig. 202 auf Seite 159.)

Dadurch, daß ſich der feſte Körper in einem fein vertheilten Zuſtande befindet, wie dies beim Kohlenpulver und dem Platinſchwamm der Fall iſt, wird die Abſorption bedeutend befördert, weil alsdann viele Berührungspunkte zwiſchen dem feſten Körper und dem Gaſe vorhanden ſind, doch iſt dieſer fein vertheilte poröſe Zuſtand nicht durchaus nothwendig, um die Verdichtung der Gaſe zu bewirken, ſie findet auch Statt, wenn der feſte Körper eine vollkommen glatte, ja wenn er eine metalliſche Oberfläche hat, nur iſt in dieſem Falle die Verdichtung nicht ſo bedeutend. Wenn man ein Stück Platin mit vollkommen metalliſcher Oberfläche in ein Gemenge von Sauerſtoffgas und Waſſerſtoffgas bringt, ſo werden die beiden Gaſe ſo ſehr verdichtet, daß ſie ſich allmälig zu Waſſer verbinden.

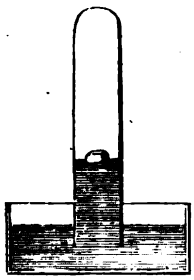
Nicht Platin und Kohle allein zeigen dieſes merkwürdige Verhalten gegen Gaſe, ſondern mehr oder weniger alle feſten Körper. Jeder feſte Körper iſt daher gleichſam mit einer verdichteten Atmoſphäre von irgend einem Gaſe umgeben, welche ſich oft nur ſehr ſchwer von ihm trennen läßt, und mit welcher er ſich, wenn man ſeine Oberfläche davon auch vollkommen befreit, nach einiger Zeit doch wieder umgiebt, wenn er in Berührung mit Gaſen iſt. So iſt z. B. das Glas ſtets mit einer Hülle von verdichteter Luft umgeben, die man bei der Anfertigung von Barometern ja erſt durch das Kochen des Queckſilbers in der Röhre entfernen kann. Gießt man Waſſer in einen Glaskolben und bringt man dann denſelben über Feuer, ſo ſieht man bald, wie ſich an dem Boden eine Menge kleiner Bläschen bilden, noch lange ehe das Kochen des Waſſers beginnt. Es iſt dies die vorher wegen ihrer großen Verdichtung gar nicht wahrgenommene Luftſchicht, die nun, durch die Wärme ausgedehnt, Bläschen bildet. Aehnliche Bläschen ſieht man auch, wenn man das Gefäß mit Waſſer unter den Recipienten der Luftpumpe bringt und dann auspumpt.

Solche gasförmigen Körper, welche leicht in den flüſſigen Zuſtand übergehen (Dämpfe), werden durch die Anziehung, welche feſte Körper auf ſie ausüben, flüſſig gemacht. So zieht z. B. Chlorcalcium den Waſſerdampf mit großer Begierde an, verdichtet ihn zu Waſſer und zerfließt endlich in dem Waſſer. Auch das Kochſalz zieht den Waſſerdampf aus der Luft an und wird feucht; ebenſo verhält ſich die Pottaſche und viele andere Körper.

Solche Körper, welche den Waſſerdampf aus der Luft anziehen, heißen hygroſkopiſche Körper; außer den ſchon angeführten ſind auch Holz, Haare, Fiſchbein u. ſ. w. hygroſkopiſch.

Abſorption der Gaſe durch Flüſſigkeiten. Flüſſigkeiten zeigen 80
gegen Gaſe ein ganz ähnliches Verhalten wie das, welches wir ſo eben bei

Fig. 218.



den festen Körpern betrachtet haben. Man kann dies recht anschaulich machen, wenn man den oben (S. 172) angeführten Versuch in der Weise abändert, daß man die Kohlensäure durch Ammoniakgas ersetzt und statt der Kohle Wasser aufsteigen läßt. Das Ammoniakgas wird von dem Wasser mit solcher Begierde absorbirt, daß alsbald alles Gas verschwunden ist und sich die ganze Röhre mit Flüssigkeit füllt.

Das Wasser absorbirt ein 700faches Volumen Ammoniakgas und ein 500faches Volumen Salzsäuregas.

Das Absorptionsvermögen der Flüssigkeiten hängt von der Temperatur und von dem Drucke ab. Bei niedriger Temperatur und unter einem starken Drucke absorbiren die Flüssigkeiten größere Mengen von Gasen als bei höherer Temperatur und unter geringerem Drucke.

Das Wasser enthält fast immer eine ziemlich bedeutende Menge absorbirter Luft und kann davon nur durch längeres Kochen befreit werden. Unter anderen Gasen wird auch Kohlensäure vom Wasser ziemlich stark absorbirt. (Sauerwasser, Bier, Champagner.)

81 Eine Reihe höchst interessanter, von Moser entdeckter Erscheinungen findet durch die Molekularwirkungen zwischen festen und gasförmigen Körpern ihre Erklärung.

Wenn man auf eine Glastafel mit einem Holzstäbchen oder irgend einem andern Körper schreibt, so werden durch Behauchen die Charaktere deutlich hervortreten. Jeder polirte Körper, Metalle, Harz, Holz u. s. w., zeigt dasselbe wie die Glastafel.

Auf eine jodirte Silberplatte wurde ein gravirter Metallstempel, eine vertieft geschnittene Achatplatte und ein Hornring gelegt. Als nachher die jodirte Platte den Quecksilberdämpfen ausgesetzt wurde, zeigte sich ein deutliches Bild aller Figuren des Steins, der Buchstaben des Metallstempels und des Ringes.

Eine jodirte Silberplatte ist zu diesen Versuchen nicht nöthig; wenn man einen Stempel auf irgend einer Metallplatte einige Zeit stehen läßt, so zeigt sich nachher beim Behauchen der Platte, oder noch besser, wenn man sie den Quecksilberdämpfen aussetzt, ein Bild des Stempels. Die Dämpfe schlagen sich bald vorzugsweise an denjenigen Stellen nieder, an welchen eine Berührung stattfand, bald an den nicht berührten Stellen.

Eine unmittelbare Berührung ist nicht einmal nöthig; wenn der Stempel in ganz geringer Entfernung über die Platte gehalten wird, so tritt

das Bild gleichfalls hervor, ſobald man die Platte behaucht oder den Queckſilberdämpfen ausſetzt.

Dieſe Wirkungen haben allerdings viel Aehnlichkeit mit den Wirkungen des Lichts auf daguerriſche Platten, und Moſer ſucht ſie deshalb durch die Annahme zu erklären, daß jeder Körper gewiſſermaßen ſelbſtleuchtend ſey, daß er alſo Strahlen ausſendet, welche auf andere Körper gerade ſo wirken wie die Lichtſtrahlen, obgleich ſie die Netzhaut im Auge nicht afficiren. Waidele erklärt dagegen dieſe Erſcheinungen folgendermaßen:

Im Allgemeinen iſt jeder Körper von einer verdichteten Gasſchicht eingehüllt; das abſorbirte Gas bildet um ſeine Oberfläche eine Atmoſphäre, wie die Luft um den Erdball. Wenn man einen Körper ausglüht, ſo wird er dadurch von den bereits abſorbirten Gaſen befreit; eine Silberplatte, welche mit friſch ausgeglühtem Trippel geputzt wird, erhält dadurch den höchſten Grad von Reinheit. Ein Körper, welcher friſch gereinigt iſt, wird natürlich Dämpfe weit ſtärker an ſeiner Oberfläche verdichten können als ein ſolcher, welcher ſchon in eine Gasſchicht eingehüllt iſt.

Wenn nun ein Stempel auf eine Platte geſetzt wird, ſo werden ſich im Allgemeinen die Oberflächen beider Körper nicht in einem gleichen Zuſtande der Reinheit befinden; an den Berührungsſtellen geht alſo gewiſſermaßen ein Austauſch der Atmoſphären vor ſich. Die Platte wird an der Stelle, wo der Stempel lag, je nach den Umſtänden mehr oder weniger Gaſe verdichtet haben als an anderen Stellen, hier werden alſo auch die Dämpfe ſchwächer oder ſtärker condenſirt werden.

Dieſe Erklärungsweiſe begründet Waidele durch viele Verſuche, von denen wir nur die wichtigſten anführen wollen.

Auf die eine Hälfte einer mit friſch geglühtem Trippel geputzten Silberplatte wurde friſch ausgeglühtes Kohlenpulver geſtreut, auf die andere Hälfte ſolches Kohlenpulver, über welches ein Strom von Kohlenſäure geleitet worden war. Nach 1 bis 2 Minuten wurde alles Kohlenpulver mit reiner Baumwolle von der Platte abgekehrt. Wenn man ſie nun behauchte, ſo condenſirte ſich der Waſſerdampf auf der Hälfte, auf welcher das kohlenſäurehaltige Kohlenpulver gelegen hatte, mit bräunlicher, auf der andern Hälfte mit bläulicher Färbung. Den Queckſilberdämpfen ausgeſetzt, condenſirten ſich dieſelben nur auf der Hälfte der Platte, auf welcher das friſch ausgeglühte Kohlenpulver gelegen hatte.

Da, wo das friſch ausgeglühte Pulver gelegen hatte, iſt die Oberfläche der Platte faſt noch ganz rein, hier werden alſo die Waſſerdämpfe ſowohl als die Queckſilberdämpfe ſtärker verdichtet als da, wo die Platte durch die Berührung mit dem kohlenſäurehaltigen Kohlenpulver ſchon mit einer dichten Atmoſphäre von Kohlenſäure bedeckt iſt.

Wenn man auf eine friſch präparirte, alſo ganz reine Platte einen

Stahlſtempel auflegt, der längere Zeit in Kohlenpulver gelegen hatte, welches mit Kohlenſäure geſättigt war, ſo daß ſich auf dieſem Stahlſtempel eine dichte Atmoſphäre von Kohlenſäure befindet, und den Stempel nach 10 Minuten wegnimmt, ſo erſcheint ſein Bild, wenn man die Platte den Queckſilberdämpfen ausſetzt, die ſich vorzugsweiſe da condenſiren, wo Platte und Stempel *nicht* in unmittelbarer Berührung waren, denn hier konnte ſich die Platte nicht ſo ſchnell mit einer Gasatmoſphäre bedecken als da, wo ſie mit einer dichten Atmoſphäre des Stempels in Berührung war.

Wenn dagegen die Platte mit einer Gasatmoſphäre verſehen iſt, und man einen friſch gereinigten Stempel aufſetzt, ſo werden nach Wegnahme deſſelben die Queckſilberdämpfe umgekehrt da condenſirt, wo der Stempel und die Platte in Berührung waren.

Wenn Platte und Stempel ganz rein ſind, oder wenn Platte und Stempel in Kohlenpulver gelegen haben, welches mit Kohlenſäure geſättigt war, ſo erhält man *gar kein Bild* des Stempels.

Moſer hat ferner gefunden, daß wenn man auf irgend einen polirten Körper einen Papierſchirm legt, in welchen beliebige Figuren ausgeſchnitten ſind, wenn man dann die Platte behaucht und das Waſſer verdunſten läßt, ſo wird, nachdem man den Schirm weggenommen hat, bei einem abermaligen Behauchen die ausgeſchnittene Figur wieder ſichtbar werden, indem nun hier die Waſſerdämpfe anders condenſirt werden als an den Stellen, welche vorher nicht behaucht worden waren.

Wenn man mit einem Waſſertropfen, welcher an einem Glasſtabe hängt, über irgend eine polirte Platte hinfährt, ohne das gerade Waſſer auf der Platte hängen bleibt, ſo werden, wenn man nachher die Platte behaucht, die Züge ſichtbar werden, in welchen der Tropfen über die Platte hingeführt wurde.

Moſer erklärt dieſe Erſcheinungen durch die Annahme eines *latenten Lichtes*, er nimmt nämlich an, daß Licht in ähnlicher Weiſe gebunden und wieder frei werden könne wie die Wärme. Wir können auf dieſe allerdings geiſtreich-, aber doch ſehr gewagte Theorie hier nicht weiter eingehen. Auch dieſe Erſcheinungen erklärt *Waidele* mit überraſchender Einfachheit.

Wenn man einen Waſſertropfen, welcher an einem Glasſtäbchen hängt, über eine Platte hinführt, welche mit einer Gasatmoſphäre bedeckt iſt, ſo abſorbirt er einen Theil des Gaſes, und folglich muß der Weg des Tropfens auf der Platte ſichtbar werden, wenn man ſie nachher anhaucht.

Wenn man auf eine nicht ſehr ſorgfältig gereinigte Platte ein Blatt Papier legt, aus welchem irgend eine Figur ausgeſchnitten iſt; wenn man dann die Platte behaucht, das Blatt wegnimmt und das Waſſer verdampfen läßt, ſo nimmt dies verdampfende Waſſer die Gasatmoſphäre größtentheils mit weg, während ſie an den nicht bethaut geweſenen Stellen bleibt; bei

a abermaligen Behauchen muß alſo natürlich hier der Waſſerdampf
er condenſirt werden als auf der übrigen Platte. Was dieſe Anſicht
ſtützt, iſt der Umſtand, daß das Bild der ausgeſchnittenen Figur auf
friſch und ſorgfältig gereinigten Platte nie recht deutlich wird, während
h auf ſolchen Platten, die man vorher abſichtlich mit einer Atmoſphäre
Kohlenſäure oder Ammoniakgas verſehen hat, am ſchönſten darſtellt.

iffuſion der Gaſe. Flüſſigkeiten, welche ſich nicht chemiſch mit ein- 82
r verbinden, können wohl auf einige Augenblicke gemengt ſeyn; bald
trennen ſie ſich, ſie lagern ſich nach der Ordnung ihrer Dichtigkeit
einander, wie z. B. das Oel auf dem Waſſer ſchwimmt. Bei Gaſen
t eine ganz gleichförmige Mengung Statt.

Dieſe Fundamentalwahrheit iſt durch einen directen Verſuch außer
ifel geſetzt worden. Berthollet verband zwei Ballons, von denen
eine mit Waſſerſtoffgas, der andere mit Kohlenſäuregas gefüllt war,
h eine Röhre, die mittelſt eines Hahns geſperrt werden konnte. Nach-
der Apparat ſo aufgeſtellt war, daß der mit dem leichteren Waſſer-
gas gefüllte Ballon über dem andern ſtand, wurde der Hahn geöffnet.
h einiger Zeit hatte ſich die Hälfte des Waſſerſtoffgaſes trotz ſeiner
tigkeit in dem untern Ballon verbreitet, während die Hälfte des Koh-
ſäuregaſes in den obern Ballon hinaufgeſtiegen war.

Man kann den Verſuch am einfachſten anſtellen, wenn man zwei Glas-
ße, von denen das eine, *a*, mit Waſſerſtoffgas, das andere, *e*, mit
lenſäure gefüllt iſt, auf die Weiſe verbindet, wie man Fig. 219 ſieht.
h einiger Zeit findet man die Gaſe auf die angegebene Weiſe gemiſcht.
es Gas verbreitet ſich alſo gleichförmig in dem ganzen Raume gerade
als ob das andere gar nicht da wäre.

Was für die Miſchung zweier Gaſe gilt, gilt auch für mehrere.
219. Das allgemeine Princip, nach welchem die Miſchung gasförmi-
ger Körper vor ſich geht, iſt folgendes: Wenn man in einen
und denſelben Raum verſchiedene Gaſe bringt,
welche keine chemiſche Wirkung auf einander aus-
üben, ſo verbreitet ſich jedes gleichförmig durch den
ganzen Raum.

Wenn zwei verſchiedenartige Gaſe durch eine poröſe Scheide-
wand getrennt ſind, ſo geht der Austauſch der Gaſe durch dieſe
Scheidewand hindurch vor ſich, und zwar bemerkt man hier eine
ähnliche Erſcheinung wie diejenige, welche wir bei den Flüſſigkei-
ten unter dem Namen der Endosmoſe kennen gelernt haben;
man findet nämlich, daß das Gas, welches ſich auf der einen
Seite der Scheidewand befindet, raſcher durch die Scheidewand hin-
dringt, um ſich jenſeits zu verbreiten, als die Gasart auf der andern Seite.

Graham hat dieſe Erſcheinung näher unterſucht und ſie mit dem Namen der Diffuſion bezeichnet; man kann ſie am einfachſten in folgender Weiſe beobachten. Man verſchließt das eine Ende einer ungefähr 1 bis 1½ Zoll weiten Glasröhre mit einem Stopfen von Gyps, welcher die Gaſe ſehr gut durchläßt, ſo lange er nicht feucht iſt; dieſe Röhre wird nun über Queckſilber mit Waſſerſtoffgas gefüllt. Das Waſſerſtoffgas entweicht nun durch den Gypsſtopfen, während umgekehrt atmoſphäriſche Luft eindringt; allein die Menge des entweichenden Waſſerſtoffgaſes iſt größer als die der eindringenden Luft, denn das Gasvolumen in der Röhre wird immer kleiner, das Queckſilber in der Röhre ſteigt immer mehr, und ſchon nach einigen Minuten ſteht es 2 Zoll hoch über dem Queckſilberſpiegel in der Wanne.

Um das Geſetz der Diffuſion zu ermitteln, muß man dadurch, daß man die Röhre allmälig tiefer und tiefer einſenkt, dafür ſorgen, daß das Niveau des Queckſilbers in der Röhre ſtets dem äußeren gleich bleibt, weil ohne dieſe Vorſichtsmaßregel mehr atmoſphäriſche Luft eindringt, als wenn bloß eine Diffuſionswirkung ſtattgefunden hätte.

Nach Graham's Verſuchen verhalten ſich die Geſchwindigkeiten, womit die Gaſe die Scheidewand durchziehen, umgekehrt wie die Quadratwurzeln aus den Dichtigkeiten; wenn z. B. 1 Volumen Luft in die Röhre eintritt, ſo entweichen dagegen 3,83 Volumina Waſſerſtoffgas durch den Stopfen; nun iſt aber das Waſſerſtoffgas 14,5mal leichter als die atmoſphäriſche Luft, und 3,83 iſt die Quadratwurzel von 14,5.

Dritter Abſchnitt.

Von der Bewegung und den beſchleunigenden Kräften.

Erſtes Kapitel.

Verſchiedene Arten der Bewegung.

Ruhe und Bewegung. Ein Körper, welcher ſeine Stellung gegen 83
andere ändert, iſt in Bewegung; er iſt in Ruhe, wenn keine ſolche Veränderung mit ihm vorgeht. Alle Ruhe, alle Bewegung, welche wir beobachten, iſt nur relativ, nicht abſolut. Die Bäume ſind in Ruhe in Beziehung auf die benachbarten Berge; die Bäume haben eine unveränderliche Stellung auf dem Erdboden; aber Bäume und Berge ſind deshalb nicht in abſoluter Ruhe; ſie durchlaufen mit dem ganzen Erdballe, auf welchem ſie feſt ſtehen, die ungeheure Bahn unſeres Planeten. Obgleich wir aber wiſſen, daß wir mit unſerer Erde die Himmelsräume durchfliegen, indem ſie ſich um die Sonne dreht, ſo können wir doch über unſere abſolute Bewegung nichts ſagen, denn wir müßten wiſſen, ob die Sonne wirklich ein unbewegliches Centrum der Welt iſt. Alles aber ſcheint anzudeuten, daß die Sonne ſelbſt nur ein Planet iſt, welcher um eine andere Sonne kreiſ't, die wohl wieder nicht feſt iſt, ohne daß wir im Stande ſind, das Centrum aller Bewegungen zu beſtimmen oder auch nur zu ahnen.

Wir haben bei der Bewegung zwei weſentliche Dinge zu betrachten, die Richtung und die Geſchwindigkeit.

Wenn ein Körper ſich ſtets nach derſelben Richtung bewegt, ſo iſt ſeine Bahn geradlinig, wenn ſich aber die Richtung ſeiner Bewegung fortwährend ändert, ſo iſt ſeine Bewegung krummlinig. Wenn man ſich in dem Punkte der Curve, welchen der Körper in einem beſtimmten Momente einnimmt, eine Tangente an die Curve gezogen denkt, ſo zeigt uns dieſe Tangente die Richtung, welche in dieſem Augenblicke die Bewegung des Körpers hat.

84 **Gleichförmige Bewegung.** Ein Körper hat eine gleichförmige Bewegung, wenn er in gleichen Zeiten gleiche Räume zurücklegt. Wenn ein Körper, der ſich in gerader Linie bewegt, in jeder Minute gleich viel, etwa 60 Fuß, fortſchreitet, in jeder halben Minute 30, in jeder Sekunde 1 Fuß, ſo bewegt er ſich gleichförmig. Weil die in gleichen Zeiten durchlaufenen Räume gleich ſind, ſo folgt, daß das Verhältniß zwiſchen Zeit und Raum conſtant bleibt. Dieſes Verhältniß nennt man die Geſchwindigkeit der gleichförmigen Bewegung. Nimmt man die doppelte, dreifache Zeit, ſo iſt auch der durchlaufene Raum der doppelte oder dreifache, das Verhältniß bleibt alſo daſſelbe. Die Zahl, welche die Geſchwindigkeit ausdrückt, hängt davon ab, welche Einheiten man für Raum und Zeit wählt. Wollte man die Geſchwindigkeit nur durch eine Zahl ausdrücken, ohne anzugeben, welcher Einheiten man ſich bedient, ſo würde die Geſchwindigkeit noch durchaus unbeſtimmt ſeyn. Am einfachſten drückt man die Geſchwindigkeit dadurch aus, daß man angiebt, wie weit ſich der Körper in der Zeiteinheit, etwa in einer Minute, einer Sekunde, bewegt. So geht z. B. ein erwachſener Menſch in der Regel mit einer Geſchwindigkeit von 2,5 Fuß in der Sekunde. Ein gewöhnlicher Wind hat eine Geſchwindigkeit von 60 Meter in der Minute, der Sturmwind aber 2700 Meter in der Minute. Die beiden letzten Geſchwindigkeiten ſind unter ſich vergleichbar, weil ſie in denſelben Einheiten ausgedrückt ſind; die Geſchwindigkeit des Sturmwindes iſt 45mal ſo groß als die des gewöhnlichen Windes. Wollte man die Geſchwindigkeit des Menſchen mit der des Sturmwindes vergleichen, ſo muß man ſie erſt auf gleiche Einheit reduciren.

Weil die Materie träg iſt, muß ſich ein Körper, welcher einmal eine gleichförmige Bewegung hat, fortwährend nach derſelben Richtung und mit derſelben Geſchwindigkeit bewegen, es müßte denn ferner noch eine zweite Kraft auf ihn wirken, welche entweder ſeine Richtung allein, oder ſeine Geſchwindigkeit allein, oder auch Richtung und Geſchwindigkeit zugleich ändert; denn durch ſich ſelbſt kann ein Körper in dieſer Hinſicht nichts verändern, weder den Zuſtand der Ruhe, noch den der Bewegung. Auf dieſe Weiſe iſt das Geſetz der Trägheit zu verſtehen und nicht wie es ſich die alten Philoſophen dachten, welche behaupteten, daß die Materie eine vorherrſchende Neigung zur Ruhe habe.

Wenn wir ſehen, daß die Bewegung eines Körpers irgendwie verändert wird, daß ſeine Geſchwindigkeit ab- oder zunimmt, daß die Bewegung ganz aufhört oder daß ſie ihre Richtung ändert, ſo iſt dieſe Veränderung jederzeit durch eine äußere Urſache veranlaßt. Ein Stein, den wir nach der Sonne werfen, müßte bis zu der Sonne fortfliegen, wenn er nicht durch den Widerſtand der Luft und durch die Schwere, welche ihn nach der Erde zurückzieht, daran gehindert würde.

Beſchleunigte und verzögerte Bewegung. Eine ſtetige Verän- 85
derung der Geſchwindigkeit kann nur durch eine fortwährend wirkende Kraft hervorgebracht werden, eine ſolche Kraft aber nennt man eine beſchleunigende oder eine verzögernde, je nachdem durch ſie die Bewegung beſchleunigt oder verzögert wird. Wenn in irgend einem Moment der veränderlichen Bewegung alle beſchleunigenden oder verzögernden Kräfte zu wirken aufhörten, ſo würde von dem Augenblicke an die Bewegung eine gleichförmige ſeyn; die Geſchwindigkeit einer veränderlichen Bewegung in einem gegebenen Augenblicke beſtimmt man dadurch, daß man ausmittelt, wie weit ſich der Körper in der Zeiteinheit bewegen würde, wenn von dem fraglichen Momente an alle Beſchleunigung und Verzögerung aufhörte.

Eine Bewegung heißt gleichförmig beſchleunigt oder gleichförmig verzögert, wenn die Geſchwindigkeit in gleichen Zeiten gleichviel zu- oder abnimmt. Solche Bewegungen werden nun durch Kräfte hervorgebracht, welche fortwährend gleich ſtark wirken, wie dies bei der Schwere der Fall iſt. Ein ſchwerer Körper fällt mit gleichförmig beſchleunigter Geſchwindigkeit.

Wenn man von der Vorausſetzung ausgeht, daß die Intenſität der Schwere an den verſchiedenen Stellen, welche der fallende Körper durchläuft, dieſelbe ſey (und die Erfahrung berechtigt uns in der That zu dieſer Annahme, wenigſtens innerhalb gewiſſer Gränzen), ſo laſſen ſich alle Geſetze des freien Falls durch einfache Schlüſſe entwickeln.

Da die Schwere in jedem Momente des Falles auf dieſelbe Weiſe wirkt, ſo muß ſie die Geſchwindigkeit des fallenden Körpers in gleichen Zeiten auch gleichviel vermehren, d. h. die Bewegung muß eine gleichförmig beſchleunigte ſeyn. Wenn der fallende Körper während der erſten Fallſekunde eine Geſchwindigkeit g erlangt, ſo muß er alſo nach 2, 3, 4 ... t Sekunden eine Geſchwindigkeit $2g$, $3g$, $4g$ ... $t.g$ erlangt haben. Es läßt ſich dies in Worten allgemein ſo ausdrücken: die Geſchwindigkeit eines frei fallenden Körpers iſt ſtets der verfloſſenen Fallzeit proportional; oder es iſt

$$v = g \,.\, t$$

wenn v die Geſchwindigkeit bezeichnet, welche der Körper während einer Fallzeit von t Sekunden erlangt hat, g aber ſeine Geſchwindigkeit am Ende der erſten Sekunde darſtellt.

Welchen Raum muß aber demnach der Körper in einer, in 2, 3, 4 .... t Sekunden durchfallen? Zu Anfang der erſten Sekunde iſt ſeine Geſchwindigkeit gleich o, zu Ende derſelben iſt ſie g. Da nun die Geſchwindigkeit gleichförmig zunimmt, ſo muß der in einer Sekunde durchfallene Raum offenbar gerade eben ſo groß ſeyn, als ob ſich der Körper während einer Sekunde mit einer Geſchwindigkeit bewegt hätte, welche zwiſchen der An-

fangs- und Endgeſchwindigkeit, alſo zwiſchen o und g in der Mitte liegt. Dieſe mittlere Geſchwindigkeit aber iſt $\frac{1}{2}g$, und ein Körper, der ſich eine Sekunde lang mit der Geſchwindigkeit $\frac{1}{2}g$ bewegt, durchläuft den Raum $\frac{1}{2}g$.

Eben ſo können wir durch Schlüſſe den Fallraum finden, welchen der Körper in zwei Sekunden durchfällt. Die Anfangsgeſchwindigkeit iſt o, die Endgeſchwindigkeit $2g$, alſo iſt die mittlere Geſchwindigkeit $\frac{2g}{2}$, und ein Körper, welcher ſich zwei Sekunden lang mit dieſer Geſchwindigkeit bewegt, durchläuft einen Raum $2 \cdot 2\frac{g}{2}$.

In drei Sekunden durchfällt der Körper einen Raum $3 \cdot 3\frac{g}{2}$, denn die Anfangsgeſchwindigkeit iſt o, die Endgeſchwindigkeit $3g$, alſo die mittlere Geſchwindigkeit $3\frac{g}{2}$, und mit dieſer Geſchwindigkeit muß ein Körper ſich drei Sekunden lang gleichförmig bewegen, wenn er denſelben Weg zurücklegen ſoll, den ein ſchwerer Körper in drei Sekunden durchfällt.

Wir wollen dieſe Schlußweiſe allgemein machen. Wenn ein Körper t Sekunden lang fällt, ſo muß er einen Weg zurücklegen, welcher demjenigen gleich iſt, den er während derſelben Zeit bei gleichförmiger Bewegung zurückgelegt hätte, wenn ſeine Geſchwindigkeit das Mittel zwiſchen der Anfangsgeſchwindigkeit o und der Endgeſchwindigkeit $g \cdot t$, alſo $\frac{g}{2} \cdot t$ geweſen wäre. Ein Körper aber, welcher ſich t Sekunden lang mit der Geſchwindigkeit $\frac{g}{2}t$ bewegt, durchläuft einen Raum

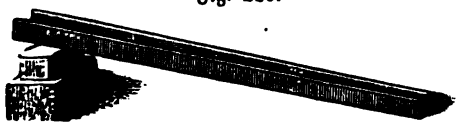
$$s = \frac{g}{2} \cdot t^2$$

das heißt in Worten: die Fallräume verhalten ſich wie die Quadrate der Fallzeiten.

Ob aber die Vorausſetzungen dieſes Raiſonnements wahr ſind, ob die Schwere wirklich eine gleichförmig beſchleunigende Kraft ſey, darüber kann einzig und allein der Verſuch Auskunft geben. Dieſe Frage kann aber nicht direct gelöſ't werden, weil die Geſchwindigkeit, mit welcher die Körper fallen, ſo raſch zunimmt, daß es ſchon nach wenigen Augenblicken unmöglich iſt, die in gegebenen Zeiten durchlaufenen Räume genau zu beſtimmen. Was aber nicht durch directe Verſuche gefunden werden kann, läßt ſich durch indirecte Mittel beſtimmen. Das einfachſte Mittel iſt Galiläi's ſchiefe Ebene, das genaueſte aber die Atwood'ſche Fallmaſchine.

Galiläi's ſchiefe Ebene. Galiläi ſtudirte zuerſt die Fallgeſetze, 86
indem er leicht bewegliche Körper eine ſchiefe Ebene herunterrollen ließ. Zur Anſtellung der Galiläi'ſchen Fallverſuche bedient man ſich am beſten einer Rinne von Holz, etwa 10 bis 12 Fuß lang, (Fig. 220), welche im Innern möglichſt glatt polirt ſeyn muß und in Fuß und Zoll eingetheilt iſt. Die Rinne wird durch Unterlagen ſchief geſtellt, wie es die Figur zeigt. Wäre die Rinne vollkommen wagerecht gelegt worden, ſo würde eine darauf gelegte Kugel ruhig liegen bleiben, weil ihre Schwere durch den Widerſtand der horizontalen Unterlage gänzlich aufgehoben wird. Wäre die Rinne vertikal geſtellt, ſo würde die Kugel ganz frei mit der vollen Kraft ihrer Schwere herabfallen. Wird aber die Rinne geneigt, ſo wird die Kraft der Schwere in einem beſtimmten Verhältniſſe vermindert. Aus den Principien der Statik folgt, daß man die beſchleunigende Kraft findet, welche die Kugel zur ſchiefen Ebene heruntertreibt, wenn man die beſchleunigende Kraft der Schwere mit dem Sinus des Neigungswinkels der ſchiefen Ebene multiplicirt. Welches aber auch das Verhältniß ſeyn mag, in welchem eine Kraft vermindert wird, mag man ſie auf die Hälfte, den dritten, den vierten Theil ihrer urſprünglichen Größe reduciren, ſo ändert ſich dadurch nur die abſolute Größe der Bewegung, welche ſie erzeugt, während das Verhältniß der in beſtimmten Zeiten durchlaufenen Räume unverändert bleibt. Das Geſetz, welches wir aus den Verſuchen auf der geneigten Ebene ableiten, iſt demnach das wahre Geſetz der Schwere. Läßt man die Kugel in einem beſtimmten Moment am obern Ende der Rinne los, bemerkt man ſich die in einer, in zwei, in drei u. ſ. w. Sekunden durchlaufenen Räume, ſo findet man, die Räume verhalten ſich wie die Quadrate der Zeiten, welche nöthig waren, um ſie zu durchlaufen. Die Schwere iſt demnach wirklich eine gleichförmig beſchleunigende Kraft.

Fig. 220.



Die Atwood'ſche Fallmaſchine beſteht im Weſentlichen in einer um 87
eine horizontale Axe leicht drehbaren Rolle (Fig. 221), welche auf dem Gipfel einer ungefähr 7 pariſer Fuß hohen vertikalen Säule befeſtigt iſt. Ueber die Rolle iſt eine Schnur geſchlungen, an deren Enden gleiche Gewichte *m* hängen. Legt man auf der einen Seite ein Uebergewicht *n* auf, ſo wird das Gleichgewicht zerſtört; die Gewichte *m* und *n* auf der einen Seite fallen, das Gewicht *m* auf der andern Seite wird gehoben. Die Geſchwindigkeit, mit welcher dieſe Bewegung vor ſich geht, iſt weit geringer als beim freien Falle, weil die bewegende Kraft, die Schwerkraft des Ueber-

Das W
Pumpens
ter dem K
ser nicht s
theil hervor
hat die unt
cher nicht
Aufziehen
nung stattfi
sich aber ü
befindet, s
Druck von
beim Aufzie
felraum au
freien atmo
finden kann
außer Wirk
machen, daß
kann. Man
den Stiefel
t ist eine D
Zu Marly
menheit cons

74 **Die Feu**

gewichtes n, nicht allein die Masse n, sondern die
Bewegung zu setzen
Fig. 21.

Wäre z. B. hi
Loth, n aber 1 Lot
gewicht von 1 Lot
Loth in Bewegung
gung wird nach den
gehen, wie beim fre
einzigen Unterschied
der beschleunigenden
ner ist. Wenn als
per in der ersten S
fällt, so wird hier
Sekunde nur 1 F
Man sieht wohl
um so langsamer
das Uebergewicht n
ist, und man kann
Veränderung von n
sam machen als ma
Um die Fallräum
können, ist die verti
Der oberste Punkt
Nullpunkt der S
von denen der oberst
nen an jeder Stelle
werden.

Soweit ist die Kenntniß des Apparates nöthig, u
der Versuche zu verstehen.

Zunächst läßt sich mit der Fallmaschine leicht hart
räume wie die Quadrate der Fallzeiten verhalten. L
daß der Fallraum der ersten Sekunde 1 Zoll ist. W
des Gewichtes m, welches das Uebergewicht trägt,
Nullpunktes der Skala befindet, so wird eine Sekun
der Bewegung das Gewicht bei dem ersten nach dem
Theilstrich eintreffen.

Wenn der Fallraum der ersten Sekunde 1 Zoll ist,
ersten Sekunden ein Weg von 4 Zoll zurückgelegt werd
den untern Schieber 4 Zoll unter den Nullpunkt stell
wird, welcher beim Punkte Null seine Bewegung beg
den zweiten Sekunde aufschlagen.

ig ſtets in demſelben Punkte, d. h. im Null-
läßt, ſo hat man den Schieber 9, 16, 25, 36,
Punkte feſtzuſtellen, wenn das Gewicht nach 3,
ſchlagen ſoll. Der Verſuch beſtätigt vollkom-
ie Fallräume verhalten, wie die Quadrate der

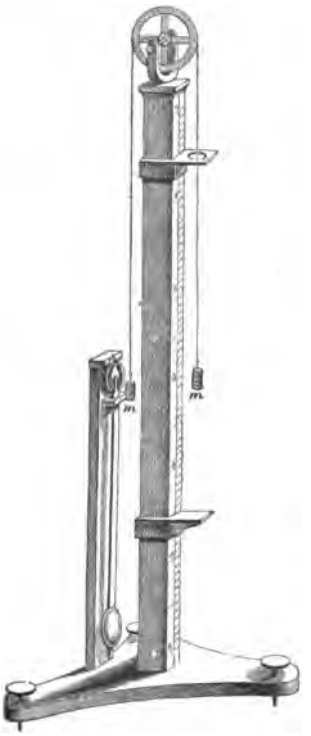
daß dieſes Geſetz eine Folge der Annahme iſt,
: Fallzeit proportional wächſt. Die Wahrheit
s indirect auch die Richtigkeit der Annahme.
ltniß zwiſchen Fallzeit und Geſchwindigkeit des
Moment weder beim freien Falle, noch bei der
denn dazu dürfte die Geſchwindigkeit des Kör-
an nicht mehr wachſen, man müßte alſo plötz-
verkraft auf den Körper vernichten können. Mit
nn man in der That machen, daß die beſchleu-
nem Momente zu wirken aufhört. Die beſchleu-
die Schwere des Uebergewichts *n*; wenn man
Uebergewichte *n* die beiſtehende Geſtalt giebt, ſo
s an dem durchbrochenen Schieber in einem be-
mente auffangen, während die Maſſen *m* ihren
un an mit gleichförmiger Geſchwindigkeit fort-
Augenblicke an keine beſchleunigende Kraft mehr
nen alſo mit Hülfe dieſer Vorrichtung direct die
einem Momente durch den Weg beſtimmen, der
e zurücklegt wird.

:en, daß, wenn *g* die Geſchwindigkeit des Körpers
ſekunde iſt, der Raum, den er in der erſten Se-
er. Wenn wir nun Alles ſo eingerichtet haben,
de 1 Zoll durchfallen wird, ſo muß demnach die
erſten Sekunde 2 Zoll fern, d. h. wenn am Ende
beſchleunigende Kraft zu wirken aufhört, ſo wird
den Sekunde den Weg von zwei Zoll mit gleich-
t zurücklegen.

iß zwiſchen Fallzeit und Geſchwindigkeit wirklich
ht folgendermaßen nachweiſen: Man ſtelle vor dem
die Gewichte $m + n$ ſo, daß die untere Fläche von
lpunkts der Skala ſteht; der durchbrochene Schieber
ie obere Fläche bei 1 Zoll ſteht, der untere Schieber
e Fläche ſo tief unter 3 Zoll ſteht, als die Höhe des
Läßt man in einem beſtimmten Momente los, ſo
ide das Uebergewicht, nach zwei Sekunden das Ge-

gewichtes n, nicht allein die Maſſe n, ſondern die Maſſe $2m + n$ in Bewegung zu ſetzen hat.

Fig. 221.



Wäre z. B. jedes der Gewichte m 7 Loth, n aber 1 Loth, ſo hätte das Uebergewicht von 1 Loth eine Maſſe von 15 Loth in Bewegung zu ſetzen; die Bewegung wird nach denſelben Geſetzen vor ſich gehen, wie beim freien Falle, nur mit dem einzigen Unterſchiede, daß die Intenſität der beſchleunigenden Kraft hier 15mal kleiner iſt. Wenn alſo ein freifallender Körper in der erſten Sekunde 15 Fuß durchfällt, ſo wird hier der Fallraum der erſten Sekunde nur 1 Fuß ſeyn.

Man ſieht wohl ein, daß die Bewegung um ſo langſamer werden wird, je kleiner das Uebergewicht n im Verhältniß zu m iſt, und man kann alſo durch zweckmäßige Veränderung von n die Bewegung ſo langſam machen als man will.

Um die Fallräume bequem meſſen zu können, iſt die vertikale Säule eingetheilt. Der oberſte Punkt der Theilung iſt der Nullpunkt der Skala. Zwei Schieber, von denen der obere durchbrochen iſt, können an jeder Stelle der Skala feſtgeſtellt werden.

Soweit iſt die Kenntniß des Apparates nöthig, um den Zuſammenhang der Verſuche zu verſtehen.

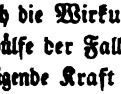
Zunächſt läßt ſich mit der Fallmaſchine leicht darthun, daß ſich die Fallräume wie die Quadrate der Fallzeiten verhalten. Es ſey n ſo gewählt, daß der Fallraum der erſten Sekunde 1 Zoll iſt. Wenn das untere Ende des Gewichtes m, welches das Uebergewicht trägt, ſich in der Höhe des Nullpunktes der Skala befindet, ſo wird eine Sekunde nach dem Beginn der Bewegung das Gewicht bei dem erſten nach dem Nullpunkt folgenden Theilſtrich eintreffen.

Wenn der Fallraum der erſten Sekunde 1 Zoll iſt, ſo muß in den zwei erſten Sekunden ein Weg von 4 Zoll zurückgelegt werden; wenn man alſo den untern Schieber 4 Zoll unter den Nullpunkt ſtellt, ſo wird das Gewicht, welches beim Punkte Null ſeine Bewegung begonnen hat, am Ende der zweiten Sekunde aufſchlagen.

Wenn man die Bewegung ſtets in demſelben Punkte, d. h. im Nullpunkte der Skala beginnen läßt, ſo hat man den Schieber 9, 16, 25, 36, 49, 64 Zoll unter dieſem Punkte feſtzuſtellen, wenn das Gewicht nach 3, 4, 5, 6, 7, 8 Sekunden aufſchlagen ſoll. Der Verſuch beſtätigt vollkommen das Geſetz, daß ſich die Fallräume verhalten, wie die Quadrate der Fallzeiten.

Wir haben oben gezeigt, daß dieſes Geſetz eine Folge der Annahme iſt, daß die Geſchwindigkeit der Fallzeit proportional wächſt. Die Wahrheit der Folgerung beweiſ't uns indirect auch die Richtigkeit der Annahme. Direct läßt ſich das Verhältniß zwiſchen Fallzeit und Geſchwindigkeit des Körpers in irgend einem Moment weder beim freien Falle, noch bei der ſchiefen Ebene ausmitteln, denn dazu dürfte die Geſchwindigkeit des Körpers von dem Augenblicke an nicht mehr wachſen, man müßte alſo plötzlich die Wirkung der Schwerkraft auf den Körper vernichten können. Mit Hülfe der Fallmaſchine kann man in der That machen, daß die beſchleunigende Kraft in irgend einem Momente zu wirken aufhört. Die beſchleunigende Kraft iſt ja nur die Schwere des Uebergewichts n; wenn man nun dieſem Uebergewichte n die beiſtehende Geſtalt giebt, ſo kann man es an dem durchbrochenen Schieber in einem beliebigen Momente auffangen, während die Maſſen m ihren Weg von nun an mit gleichförmiger Geſchwindigkeit fortſetzen, da ja von dem Augenblicke an keine beſchleunigende Kraft mehr auf ſie wirkt. Wir können alſo mit Hülfe dieſer Vorrichtung direct die Geſchwindigkeit in irgend einem Momente durch den Weg beſtimmen, der in der folgenden Sekunde zurückgelegt wird.

Fig. 222.



Wir haben oben geſehen, daß, wenn g die Geſchwindigkeit des Körpers am Ende der erſten Fallſekunde iſt, der Raum, den er in der erſten Sekunde zurücklegt, $\frac{1}{2}g$ ſey. Wenn wir nun Alles ſo eingerichtet haben, daß in der erſten Sekunde 1 Zoll durchfallen wird, ſo muß demnach die Endgeſchwindigkeit der erſten Sekunde 2 Zoll ſeyn, d. h. wenn am Ende der erſten Sekunde die beſchleunigende Kraft zu wirken aufhört, ſo wird der Körper in der folgenden Sekunde den Weg von zwei Zoll mit gleichförmiger Geſchwindigkeit zurücklegen.

Daß dieſes Verhältniß zwiſchen Fallzeit und Geſchwindigkeit wirklich ſtattfindet, läßt ſich leicht folgendermaßen nachweiſen: Man ſtelle vor dem Beginn der Bewegung die Gewichte $m + n$ ſo, daß die untere Fläche von n in der Höhe des Nullpunkts der Skala ſteht; der durchbrochene Schieber wird ſo geſtellt, daß ſeine obere Fläche bei 1 Zoll ſteht, der untere Schieber über ſo, daß ſeine obere Fläche ſo tief unter 3 Zoll ſteht, als die Höhe des Gewichtes m beträgt. Läßt man in einem beſtimmten Momente los, ſo wird nach einer Sekunde das Uebergewicht, nach zwei Sekunden das Ge-

wicht m ſelbſt aufſchlagen. Der obere Punkt des Gewichtes m hat alſo in der erſten Sekunde den Weg von 0 bis 1 mit beſchleunigter Geſchwindigkeit und in der zweiten Sekunde den Weg von 1 bis 3 mit gleichförmiger Geſchwindigkeit zurückgelegt.

Daß die Geſchwindigkeit nach Abnahme des Uebergewichtes wirklich gleichförmig iſt, ſieht man daraus, daß, wenn man, ohne ſonſt etwas zu ändern, den untern Schieber 2, 4, 6, 8, 10 Zoll tiefer ſtellt, der Aufſchlag 1, 2, 3, 4, 5 Sekunden ſpäter erfolgt, daß alſo wirklich in jeder folgenden Sekunde ein Weg von 2 Zoll zurückgelegt wird.

Hätte man das Uebergewicht n ſo eingerichtet, daß in der erſten Sekunde 2, 3, 4 u. ſ. w. Zoll zurückgelegt worden wären, ſo würde in der zweiten Sekunde ein Weg von 4, 6, 8 Zoll zurückgelegt worden ſeyn, wenn man das Uebergewicht am Ende der erſten Sekunde wegnimmt.

Wir haben oben angenommen, daß, wenn die Geſchwindigkeit am Ende der erſten Sekunde g iſt, die Endgeſchwindigkeit der 2., 3., 4. Sekunde $2g$, $3g$, $4g$ ſey. Der Verſuch beſtätigt dies vollkommen. Nehmen wir wieder an, das Uebergewicht n ſey ſo gewählt, daß in der erſten Sekunde 1 Zoll, in zwei Sekunden alſo 4 Zoll durchlaufen werden, ſo wird, wenn man das Uebergewicht am Ende der zweiten Sekunde auffängt, in jeder der folgenden Sekunden ein Weg von 4 Zoll durchlaufen werden; hätte man das Uebergewicht erſt am Ende der dritten, vierten Sekunde aufgefangen, nachdem alſo ein Weg von 9, 16 Zoll durchfallen war, ſo würde die Bewegung mit einer gleichförmigen Geſchwindigkeit von 6, 8 Zoll fortgedauert haben.

Wir haben bisher die Reibung ganz unberückſichtigt gelaſſen und den Hergang der Sache betrachtet, wie er ſeyn würde, wenn keine Reibung ſtattfände. Um den Einfluß der Reibung ſo gering zu machen, daß er keine merkliche Verzögerung hervorbringt, wendet man ſogenannte Frictionsrollen an, noch einfacher aber erreicht man dieſen Zweck auf folgende Weiſe:

Wir werden ſpäter bei der Betrachtung der Reibungswiderſtände am Haspel ſehen, daß die Reibung gerade ſo wirkt, als ob die zu hebende Laſt um eine beſtimmte Größe vermehrt worden wäre: wir können alſo auch in unſerm Falle der Reibung dadurch das Gleichgewicht halten, daß wir auf derjenigen Seite, auf welcher der Niedergang ſtattfinden ſoll, ein Gewicht r auflegen, deſſen Größe durch Verſuche ausgemittelt werden muß. Iſt das Gewicht r aufgelegt, ſo wird noch keine Bewegung erfolgen, ſetzt man aber das Syſtem etwa durch einen Anſtoß nach der Seite des Uebergewichtes in Bewegung, ſo wird die Bewegung gleichförmig bleiben, weil ja der ſtörende Einfluß der Reibung durch das Uebergewicht r neutraliſirt iſt; alle Bewegungen in der angedeuteten Richtung werden alſo gerade ſo ſtattfinden, als ob keine Reibung vorhanden wäre.

Sollen alſo alle Verſuche vollkommen ſo ausfallen, wie oben geſagt wurde, ſo muß erſt das der Reibung entſprechende Gewicht r aufgelegt werden, dieſes Gewicht r hält alsdann der Reibung das Gleichgewicht, das Syſtem mag ſich nun in Ruhe oder in Bewegung befinden. Durch ferneres Uebergewicht wird Bewegung hervorgebracht, und zwar eine beſchleunigte Bewegung. Nimmt man in irgend einem Momente die beſchleunigende Kraft weg, ſo bleibt von dem Augenblicke an die Geſchwindigkeit gleichförmig, und zwar iſt ſie um ſo größer, je länger man das Uebergewicht n hat wirken laſſen oder je größer dieſes Uebergewicht war; jedenfalls wird ein kleineres Uebergewicht n dem Syſteme dieſelbe Geſchwindigkeit ertheilen können wie ein größeres, wenn man es nur verhältnißmäßig länger aufliegen läßt.

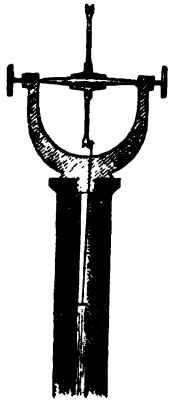
Dieſe Betrachtungen laſſen ſich faſt auf alle Maſchinen anwenden. Die Arbeit aller Maſchinen läßt ſich mit der Hebung einer Laſt vergleichen, welche in der Regel mit gleichförmiger Geſchwindigkeit vor ſich gehen ſoll. Um eine ſolche gleichförmige Geſchwindigkeit zu erhalten, hat man gerade ſo viel Kraft nöthig, um der Laſt und der Reibung das Gleichgewicht zu halten. Nur im Beginne der Bewegung hat man einen Ueberſchuß von Kraft ſo lange anzuwenden, bis man der Maſchine die nöthige Geſchwindigkeit ertheilt hat. Dieſer Ueberſchuß an Kraft iſt dem Uebergewichte n zu vergleichen, welches durch den obern Schieber weggenommen wird, wenn die Bewegung eine beſtimmte Geſchwindigkeit erlangt hat.

Betrachten wir jetzt die Einrichtung unſerer Fallmaſchine etwas näher.

Der getheilte Stab iſt auf einer Brettplatte befeſtigt, durch welche drei Stellſchrauben gehen, mit Hülfe deren man den Stab vollkommen vertikal ſtellen kann.

Mit dem Apparate iſt ein Sekunden-Pendel in Verbindung, welches dazu dient, die Fallzeiten zu zählen. Von ganz beſonderer Wichtigkeit iſt es nun, daß man in demſelben Momente zu zählen beginnt, in welchem das Gewicht im Nullpunkte der Skala losgelaſſen wird. Man erreicht dies auf folgende Weiſe:

Fig. 223.

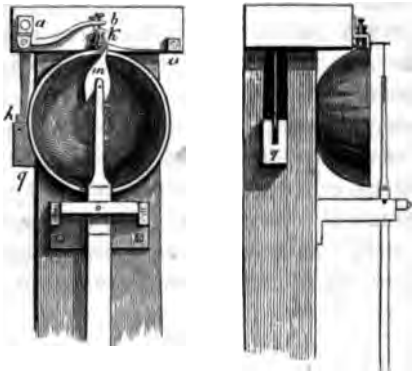


Nahe an dem Umfange der Rolle iſt ein kleines Stiftchen befeſtigt, welches mit der Drehungsaxe der Rolle parallel läuft. Es iſt dies Stiftchen in Fig. 223, welche den obern Theil des Apparates im Durchſchnitte zeigt, zu ſehen. Nun aber iſt der getheilte Stab innen hohl, und im Innern iſt ein Holzſtab angebracht, welcher ſich leicht etwas auf- und niederſchieben läßt. Auf dem obern Ende dieſes Holzſtabes iſt ein Stahlſtäbchen befeſtigt, welches durch den Bügel hindurchgeht, welcher die Axe trägt, und in derjenigen Stellung, welche die Figur zeigt, die Umdrehung der Rolle nach einer Seite

unmöglich macht, indem das oben erwähnte Stiftchen an das Stahlſtäbchen anſtößt. Wenn das Stahlſtäbchen niedergezogen wird, ſo beginnt in demſelben Moment die Bewegung.

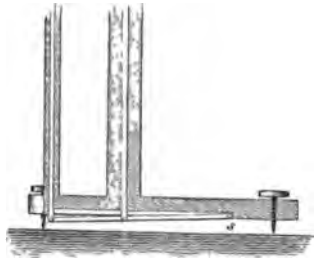
Mit dieſer Vorrichtung ſteht das Pendel in Verbindung, und zwar auf folgende Weiſe. Dicht hinter dem obern Ende des Pendels befindet ſich eine Glocke, auf welche bei jedem Niedergange des Pendels ein Hämmerchen *k* aufſchlägt, wodurch die Pendelſchläge ſehr hörbar markirt werden. Am Hämmerchen befindet ſich nämlich ein horizontaler Stift, an welchem eine am obern Ende der Pendelſtange befeſtigte Metallplatte *m* bei jedem Niedergange des Pendels anſchlägt; dadurch wird der Hammer gehoben, alsbald aber wieder durch eine in *o* befeſtigte Feder, an deren Ende er angebracht iſt, niedergedrückt. Durch dieſe Anordnung iſt nun das Pendel ſehr bequem zum Zählen der Sekunden, allein das reicht nicht hin; der Moment, in welchem der Hammer zum erſten Male auf die Glocke aufſchlägt, gleichſam der Nullpunkt der Zeitzählung, muß auch derſelbe ſeyn, in welchem der fallende Körper den Nullpunkt der Skala verläßt.

Fig. 224.



Unter der Fußplatte des Inſtrumentes befindet ſich ein horizontaler Stab, welcher um einen feſten Punkt *s*, Fig. 225, in vertikaler Ebene drehbar iſt. Auf dieſem horizontalen Stabe ſind zwei vertikale befeſtigt, von denen der eine durch die Hauptſäule hindurchgeht und an deſſen obern Ende ſich das Metallſtäbchen befindet, welches die Umdrehung der Rolle hindert; der andere vertikale Stab geht im Innern der Säule in die Höhe, welche die Pendelvorrichtung trägt. Das obere Ende des letztern Stabes trägt ein Querſtück *q*, Fig. 224, von Meſſing, welches aus der Säule hervorragt. In einem Einſchnitte des Meſſingſtückes *q* iſt ein Stiftchen, mittelſt deſſen man es an dem Haken *h* einhängen kann. Um das Einhängen zu bewerkſtelligen, muß man das Querſtück *q* etwas heben, dadurch wird auch

Fig. 225.



er Stab in der Hauptsäule gehoben und in diejenige Stellung gebracht, elche die Umdrehung der Rolle hindert. Der Haken h und her Hebel $a\,b$ ind an einer und derselben horizontalen Axe befestigt, so daß die Drehung es einen auch den andern Hebelarm bewegt. Wenn man nun das Pendel us seiner Ruhelage bewegt und losläßt, so wird bei der ersten Hebung es Hammers das Ende b des einen Hebelarms in die Höhe gestoßen, nd dadurch wird also auch das am Haken h eingehängte Querstück q usgelöst. Der Stab sowohl, an welchem q befestigt ist, als auch der Stab in der Hauptsäule fallen gleichzeitig durch ihr eigenes Gewicht nieder, und somit beginnt die Bewegung der Massen m in demselben Momente, in welchem der Hammer zum ersten Male auf die Glocke schlägt.

Beim freien Falle beträgt der Werth von g etwas über 30 Fuß. Weiter unten beim Pendel findet sich eine genauere Angabe jenes Werthes. Beim freien Falle müßte also, den eben bewiesenen Gesetzen zufolge, der Weg, der in der ersten Fallsekunde zurückgelegt wird, circa 15 par. Fuß, und in zwei, drei, vier Sekunden müßte der Fallraum also 60′, 135′, 240′ u. s. w. seyn.

Galiläi selbst machte Versuche über den freien Fall. Später wiederholten Riccioli und Grimaldi dieselben an dem Thurme Degli Asinelli in Bologna. Die genauesten Versuche darüber hat Dechalles angestellt. Die beobachteten Fallräume sind stets kleiner, als man nach der Theorie erwarten sollte. Diese Differenz rührt jedoch nur von dem Widerstande der Luft her, der im quadratischen Verhältnisse der Geschwindigkeit wächst. Bei der Fallmaschine und der Fallrinne ist der Luftwiderstand ohne Einfluß.

Es ist häufig von Wichtigkeit, aus den gegebenen Fallhöhen unmittelbar die entsprechende Geschwindigkeit berechnen zu können. Eine Formel, nach welcher diese Rechnung auszuführen ist, ergiebt sich aus den Formeln $v = g\,.\,t$ und $s = \frac{g}{2}t^2$. Durch Elimination von t findet man

$$v = \sqrt{2gs}.$$

Die Geschwindigkeiten verhalten sich also wie die Quadratwurzeln aus den Fallräumen. Wäre z. B. ein Körper von einer Höhe von 100 Fuß herabgefallen, so ist nach dieser Formel seine Geschwindigkeit $v = \sqrt{2.30.100}$ $= 77{,}4..$ Fuß (natürlich ohne Berücksichtigung des Luftwiderstandes).

Wenn ein Körper durch irgend einen Stoß vertikal in die Höhe geworfen 88
wird, so wird er mit abnehmender Geschwindigkeit steigen, nach einiger Zeit hört seine aufwärts gerichtete Bewegung auf, und er beginnt zu fallen. Die Gesetze dieser Bewegung folgen unmittelbar aus dem Vorhergehenden.

Gesetzt, der Körper sey mit einer Geschwindigkeit von 150′ in die Höhe geworfen worden, so würde er, wenn die Schwere nicht wirkte, in jeder Sekunde 150′ steigen. Da die Schwere einem fallenden Körper in 1, 2,

3, 4, 5 u. ſ. w. Sekunden eine Geſchwindigkeit von 30′, 60′, 90′, 120′, 150′ u. ſ. w. ertheilt, welche der Richtung unſerer Bewegung entgegengeſetzt iſt, ſo iſt klar, daß die Geſchwindigkeit des ſteigenden Körpers am Ende der 1ſten Sekunde $150 - 30 = 120'$ iſt; am Ende der 2ten Sekunde iſt dieſe Geſchwindigkeit $150 - 60 = 90'$; am Ende der 3ten $150 - 90 = 60'$; am Ende der 4ten $150 - 120 = 30'$; am Ende der 5ten endlich $150 - 150 = 0$, und nun beginnt alſo der Körper zu fallen. Wir haben hier das Beiſpiel einer gleichförmig verzögerten Bewegung, denn die Geſchwindigkeit des ſteigenden Körpers nimmt in jeder Sekunde um gleich viel, nämlich um 30′, ab.

Stellen wir dies allgemeiner dar. Es ſey n die Geſchwindigkeit im Beginn des Steigens, ſo iſt die Geſchwindigkeit des Körpers nach t Sekunden

$$v = n - gt.$$

Das Steigen hört auf, wenn $n = gt$, d. h. wenn die in t Sekunden erlangte Fallgeſchwindigkeit der Geſchwindigkeit gleich iſt, mit welcher der Körper zu ſteigen begonnen hat.

Die Zeit, welche der Körper braucht, um den Gipfel ſeiner Bahn zu erreichen, iſt

$$t = \frac{n}{g}.$$

Suchen wir nun die Höhe zu beſtimmen, welche der ſteigende Körper nach einer gegebenen Zeit erreicht hat. Bei dem oben gewählten Beiſpiele würde der Körper nach 1, 2, 3 u. ſ. w. Sekunden die Höhe von 150, 300, 450 u. ſ. w. Fußen erreicht haben, wenn die Schwere ihn nicht herabzöge. Wie wir aber geſehen haben, zieht ihn die Schwere in der 1ſten Sekunde 15 Fuß herab, in 2 Sekunden $4 . 15$ oder 60′, in 3 Sekunden $9 . 15$ oder 135′. Seine Höhe am Ende der 1ſten Sekunde iſt alſo $150 - 15 = 135'$; am Ende der 2ten, 3ten Sekunde iſt ſeine Höhe $300 - 60 = 240'$, $450 - 135 = 315'$ u. ſ. w. Nach 5 Sekunden hätte er die Höhe von 750′ erreicht, iſt aber durch die Wirkung der Schwere $15 \times 5^2 = 375'$ herabgezogen, er befindet ſich alſo wirklich in einer Höhe von $750 - 375 = 375$ Fuß, und nun beginnt er wieder zu fallen.

Betrachten wir die Sache allgemeiner. In t Sekunden würde der Körper vermöge ſeiner urſprünglichen Geſchwindigkeit n zu der Höhe nt ſteigen, er iſt aber durch die Schwere um $\frac{g}{2} t^2$ herabgezogen worden, ſeine wirkliche Höhe iſt demnach

$$h = nt - \frac{g}{2} t^2.$$

Da der Gipfel der Bahn erreicht wird, wenn $t = \frac{n}{g}$, ſo findet man die Höhe des Körpers in dieſem Momente, wenn man in obiger Formel für h ſtatt t dieſen Werth ſetzt, man findet

$$h = \frac{n^2}{g} - \frac{g}{2}\frac{n^2}{g^2} = \frac{n^2}{g} - \frac{n^2}{2g} = \frac{n^2}{2g}.$$

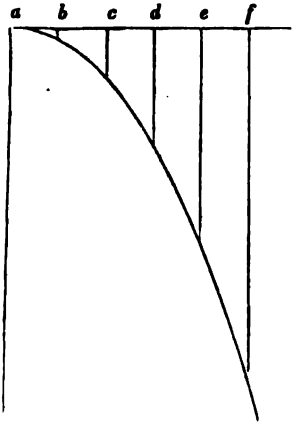
Wenn aber ein Körper $\frac{n}{g}$ Sekunden lang fällt, ſo durchläuft er einen Raum $s = \frac{g}{2} \cdot \frac{n^2}{g^2} = \frac{n^2}{2g}$, ein Raum, welcher der Steighöhe gleich iſt; zum Herabfallen vom Gipfelpunkt bis zum Ausgangspunkt der Bewegung braucht er alſo auch $\frac{n}{g}$ Sekunden, alſo eben ſo viel Zeit zum Herabfallen als zum Steigen.

Suchen wir die Geſchwindigkeit, mit welcher der herabfallende Körper wieder in dem Punkte ankommt, in welchem er die ſteigende Bewegung begann. Wir finden ſie nach der Formel $v = gt$; da aber die Fallzeit $t = \frac{n}{g}$, ſo ergiebt ſich $v = n$, d. h. der Körper kommt mit derſelben Geſchwindigkeit unten wieder an, mit der er zu ſteigen begann; oder um einen Körper bis zu einer Höhe h vertikal in die Höhe zu treiben, muß man ihm eine Anfangsgeſchwindigkeit ertheilen, die gerade ſo groß iſt als diejenige, welche er durch den freien Fall von der Höhe h herab erlangt.

Wurfbewegung. Wenn ein Körper in einer andern als in der vertikalen Richtung geworfen wird, ſo beſchreibt er eine krumme Linie, deren Geſtalt ſich aus den Geſetzen des Falles leicht ableiten läßt. Nehmen wir den einfachſten Fall, nämlich den, daß der Körper durch irgend eine Kraft in horizontaler Richtung fortgeſtoßen worden ſey. Wenn die Schwere nicht wäre, ſo würde er ſich fortwährend in horizontaler Richtung bewegen, und zwar mit gleichförmiger Geſchwindigkeit. Vermöge dieſes Stoßes würde er in der erſten Sekunde den Weg ab, in der zweiten den gleich großen Weg bc u. ſ. w. zurücklegen, er müßte ſich alſo am Ende der erſten, zweiten, dritten u. ſ. w. Sekunde in den Punkten b, c, d u. ſ. w. befinden. Durch die Schwere aber iſt er geſunken. In der erſten Sekunde iſt er um 15 Fuß gefallen, er

89

Fig. 226.



wird ſich alſo am Ende derſelben nicht in *b*, ſondern 15 Fuß unter *b* befinden. Am Ende der zweiten Sekunde iſt er 60 Fuß unter *c*, am Ende der dritten 135 Fuß unter *d* u. ſ. w. Die krumme Linie, welche der Körper auf dieſe Weiſe beſchreibt, iſt eine Parabel.

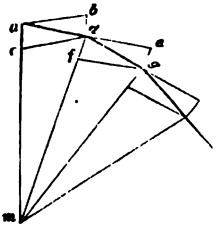
Wenn der Stoß in irgend einer andern Richtung ſtattfindet, ſo läßt ſich die Bahn auf dieſelbe Weiſe durch Conſtruction ermitteln.

Die Bahn, welche ein geworfener Körper wirklich beſchreibt, weicht wegen des Widerſtandes der Luft von der rein paraboliſchen Geſtalt ab.

90 **Centralbewegung.** Wir haben jetzt noch einen Fall der durch die Schwere hervorgebrachten Bewegungen zu betrachten, nämlich den, bei welchem wir die Richtung der Schwerkraft in verſchiedenen Punkten dieſer Bahn nicht mehr als einander parallel betrachten können. Solche Bewegungen beobachten wir am Monde, welcher um die Erde, bei den Planeten, welche um die Sonne kreiſen.

Denken wir uns, daß der Punkt *a* (Fig. 227), welcher durch eine ſtetig wirkende Anziehungskraft nach dem Punkte *m* hingetrieben wird, beim Beginne ſeiner Bewegung durch irgend eine momentan wirkende Kraft einen Stoß in der Richtung *ab* erhalten hätte, ſo würde er ſich weder in der Richtung *ab*, noch in der Richtung *ac* bewegen, ſondern in einer andern *ad*, die ſich nach dem Geſetze des Parallelogramms der Kräfte ausmitteln läßt. Um die Betrachtung einfacher zu machen, wollen wir annehmen, daß die ſtets nach *m* gerichtete anziehende Kraft ſtoßweiſe in kleinen Intervallen wirke. Man wird ſich bei dieſer Betrachtungsweiſe um ſo weniger von der Wahrheit entfernen, je kleiner man ſich dieſe Intervalle denkt.

Fig. 227.



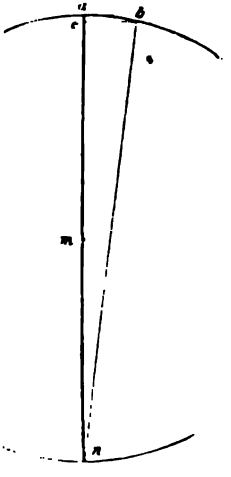
Wenn der ſeitwärts gerichtete Stoß für ſich allein den materiellen Punkt in einem kleinen Zeittheilchen *t* von *a* nach *b*, die anziehende Kraft für ſich allein wirkend, ihn in derſelben Zeit nach *c* führen würde, ſo bewegt er ſich unter Einwirkung beider Kräfte in dem Zeittheilchen *t* von *a* nach *d*. In *d* angekommen, würde er ſich in der Richtung *de* weiter bewegen, und zwar würde in der Zeit *t* der Weg *de* gerade ſo groß ſeyn wie *ad*, wenn nicht die anziehende Kraft von neuem wirkte, und zwar ſo, als ob der Körper in *d* einen Stoß erhalten hätte, der ihn, für ſich allein wirkend, in der Zeit *t* von *d* nach *f* geführt haben würde. Durch dieſe abermalige Einwirkung der anziehenden Kraft wird alſo der Körper wieder von der Richtung *de* abgelenkt und nach *g* geführt. Man begreift daraus leicht, daß, wenn der Körper in *a* einmal einen ſeitwärts gerichteten Stoß empfangen hat, die anziehende Kraft aber ſtoßweiſe in kleinen Intervallen

, daß alsdann der Körper ein Polygon beſchreiben muß, welches ſich krummen Linie um ſo mehr nähert, je kleiner jene Intervalle ſind. n die anziehende Kraft ſtetig wirkt, wie dies in der Natur wirklich fall iſt, ſo iſt die Bahn wirklich eine krumme Linie, deren Natur von Verhältniß der ſie bedingenden Kräfte abhängt.

ie Kraft, welche den Körper ſtets nach dem Anziehungsmittelpunkte eibt, wird mit dem Namen Centripetalkraft bezeichnet. Wenn gend einem Momente der Centralbewegung die Centripetalkraft zu n aufhörte, ſo würde von dem Augenblicke an der Körper ſich in der tung der Tangente fortbewegen, und zwar mit einer Kraft, welche Namen Tangentialkraft führt.

nach dem Verhältniß zwiſchen Tangentialkraft und Centripetalkraft kann die Bahn ein Kreis, eine Ellipſe u. ſ. w. ſeyn.

Fig. 228.



Suchen wir nun die Größe der Centripetalkraft zu beſtimmen, welche den Mond bei ſeiner Bewegung um die Erde nach dem Mittelpunkte derſelben hintreibt. — Der Umfang der Erde beträgt 40 Millionen Meter, da aber der Halbmeſſer der Mondsbahn 60 Erdhalbmeſſern gleich iſt, ſo beträgt der Umfang der Mondsbahn 2400 Millionen Meter. Dieſen Weg legt der Mond in 27 Tagen, 7 Stunden und 43 Minuten oder, was daſſelbe iſt, in 39343 Minuten zurück. In jeder Minute durchläuft er alſo einen Weg von $\frac{2400000000}{39343}$ oder 61000 Metern. Es ſey Fig. 228 ab das Bogenſtück von 61000 Metern, welches der Mond in einer Minute durchläuft; ſo iſt der Weg, um welchen ſich der Mond in einer Minute vermöge der ripetalkraft der Erde nähern würde, wenn die Wirkung der Tangenraft plötzlich vernichtet werden könnte.

ie Größe dieſes Weges ac können wir berechnen, wenn wir den en ab für eine gerade Linie nehmen, von welcher er in der That nur erklich abweicht. abn iſt ein rechtwinkliges Dreieck, bc ein von der ße des rechten Winkels auf die Hypotenuſe gefälltes Perpendikel, und r dieſen Umſtänden iſt, wie ein bekannter Satz der Geometrie lehrt, die mittlere Proportionale zwiſchen ac und an, es iſt alſo

$$ab^2 = ac \times an$$

daraus

$$ac = \frac{ab^2}{an}.$$

Nun aber haben wir gesehen, daß $ab = 61000^m$ ist, an aber, der Durchmesser der Mondsbahn, beträgt 763950000^m. Setzt man diese Werthe für ab und an in die letzte Gleichung, so kommt

$$ac = 4{,}87^m,$$

d. h. der Fallraum des Mondes gegen die Erde beträgt in einer Minute 4,87 Meter.

Welches ist aber die Kraft, welche diese Wirkung hervorbringt? Ist es dieselbe Kraft, welche macht, daß der Stein zur Erde fällt? Wenn wir annehmen, daß die Schwerkraft, welche wir auf der Oberfläche der Erde beobachten, auch noch über unsere Atmosphäre hin thätig sey, daß sie bis zum Monde hinwirke, so sehen wir wohl ein, daß ihre Intensität mit der Entfernung von der Erde abnehmen muß. Durch ein einfaches Raisonnement, welches wir in der Lehre vom Lichte näher betrachten werden, begreifen wir, daß die Intensität aller Wirkungen, welche von einem Punkte ausgehen, im umgekehrten Verhältniß des Quadrats der Entfernung steht. Demnach muß die Intensität der Schwerkraft in doppelter, dreifacher, vierfacher u. s. w. Entfernung vom Erdmittelpunkte, auch 4mal, 9mal, 16mal schwächer seyn. Am Monde ist sie also 60^2 oder 3600mal schwächer als auf der Erdoberfläche, weil ja der Mond 60mal so weit vom Mittelpunkte der Erde entfernt ist. Wenn demnach der Fallraum der ersten Sekunde auf der Erdoberfläche 4,9 Meter beträgt, so muß der Fallraum des Mondes gegen die Erde in einer Sekunde $\frac{4{,}9}{60^2}$ Meter, also in einer Minute, d. h. in 60 Sekunden $\frac{4{,}9}{60^2} \cdot 60^2 = 4{,}9$ Meter betragen. D. h. der Fallraum, welchen der Mond in einer Minute gegen die Erde fällt, muß so groß seyn, wie der Fallraum der ersten Fallsekunde auf der Oberfläche der Erde.

Vergleichen wir den eben berechneten Fallraum des Mondes gegen die Erde, 4,9 Meter in der Minute, mit dem oben aus den astronomischen Beobachtungen abgeleiteten, 4,87 Meter, so finden wir in der That nur eine sehr geringe Differenz, und selbst diese würde weggefallen seyn, wenn wir nicht der einfacheren Rechnung wegen nur angenäherte Werthe in Rechnung gebracht hätten. So haben wir bei der Umlaufszeit des Mondes die Sekunden ganz vernachlässigt und die Entfernung des Mondes von der Erde gleich 60 Erdhalbmessern angenommen, obgleich sie 60,16 Erdhalbmesser beträgt.

Auf dieselbe Weise erklärt sich die Bewegung der Planeten um die Sonne, und so ist es denn eine und dieselbe Kraft, welche den Stein zur Erde treibt und, durch alle Himmelsräume wirkend, die Harmonie unsers Planetensystems erhält. Wir verdanken die Kenntniß dieses großartigen

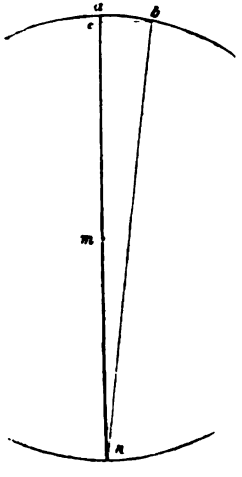
Naturgeſetzes der allgemeinen Schwere dem Scharfſinne und dem ausdauernden Fleiße Newton's. Schon dieſe einzige Entdeckung würde hinreichen, ihm einen unſterblichen Ruhm zu ſichern.

Newton hatte für den Erdhalbmeſſer und folglich auch für die Entfernung des Mondes (60 Erdhalbmeſſer) einen zu kleinen Werth in Rechnung gebracht und fand deshalb, von der Intenſität der Schwerkraft auf der Erde ausgehend, die Intenſität der Kraft, welche den Mond nach der Erde zieht, größer als ſie wirklich iſt. Nach ſeinen Rechnungen hätte der Fallraum ac größer ſeyn müſſen als der aus den aſtronomiſchen Beobachtungen abgeleitete. Der Unterſchied war von der Art, daß, wenn man, in umgekehrter Ordnung ſchließend, aus der Mondsbewegung den Fall auf der Erdoberfläche ableitet und dabei die Dimenſionen zu Grunde legt, wie ſie Newton bei ſeinen erſten Rechnungen annahm, der Fallraum der erſten Sekunde nur 13 Fuß betragen müßte, ſtatt daß er in der That 15 Fuß iſt.

Dieſe Differenz war ſo groß, daß Newton ſelbſt ſeine Theorie ganz aufgab, d. h. er gab die Idee auf, daß die Centripetalkraft, welche bei der Mondsbewegung thätig iſt, mit der Schwerkraft identiſch ſey, oder daß ſie im quadratiſchen Verhältniß mit der Entfernung abnehme.

Zwölf Jahre lang hatte er dieſen Gegenſtand völlig liegen gelaſſen, als er im Junius des Jahres 1682 Kunde von einer neuen in Frankreich durch Picard ausgeführten Gradmeſſung erhielt, nach welcher der Durchmeſſer der Erde größer und zwar um $1/7$ größer ſeyn mußte, als man nach den früheren weniger genauen Meſſungen angenommen hatte. Alsbald nahm er ſeine alten Rechnungen wieder vor und hatte nun die Freude, ſeine ſchon aufgegebene Theorie vollſtändig beſtätigt zu ſehen.

Fig. 229.



Die Reſultate ſeiner mühevollen Forſchungen über die Centralbewegungen der Himmelskörper legte Newton in ſeinem klaſſiſchen Werke »Principia philosophiae naturalis mathematica« nieder.

Auf demſelben Wege, auf welchem wir die Größe der Centripetalkraft bei der Mondsbewegung entwickelt haben, läßt ſich auch ein allgemeiner Ausdruck für dieſe Kraft entwickeln. Nehmen wir als Maaß der Centripetalkraft den Weg ac, um welchen der Körper bei ſeiner Centralbewegung in der Zeiteinheit gegen den Anziehungsmittelpunkt hingetrieben wird, und bezeichnen wir denſelben mit p, ſo iſt, wie oben entwickelt wurde,

$p = \frac{ab^2}{an}$. Nun iſt aber der Bogen ab derjenige, welchen der Körper in der Zeiteinheit wirklich durchläuft, es iſt alſo $ab = \frac{2\pi r}{t}$, wenn r den Radius der kreisförmigen Bahn und t die Umlaufszeit bezeichnet. Ferner iſt an der Durchmeſſer dieſer Bahn, alſo gleich $2r$. Setzen wir dieſe Werthe von ab und an in den obigen Werth von p, ſo kommt

$$p = \frac{2\pi^2 r}{t^2}.$$

Das heißt: wenn zwei Körper ſich in verſchiedenen Kreiſen und mit verſchiedener Umlaufszeit bewegen, ſo verhalten ſich die Centripetalkräfte wie die Halbmeſſer der beſchriebenen Kreiſe und umgekehrt wie die Quadrate der Umlaufszeiten.

Wenden wir dies auf die Bewegung zweier Planeten an, welche in ungleichen Entfernungen r und R die Sonne umkreiſen. Es ſey die Umlaufszeit des einen t, die des andern T, ſo iſt die Centripetalkraft für den einen

$$p = \frac{2\pi^2 r}{t^2},$$

für den andern

$$P = \frac{2\pi^2 R}{T^2}.$$

Nun aber verhalten ſich ja, nach dem Geſetze der allgemeinen Schwere, die Schwerkräfte, durch welche die Planeten nach der Sonne angezogen werden, umgekehrt wie die Quadrate ihrer Entfernungen von derſelben, alſo

$$p : P = \frac{1}{r^2} : \frac{1}{R^2}$$

und wenn wir für p und P die obigen Werthe ſetzen

$$\frac{2\pi^2 r}{t^2} : \frac{2\pi^2 R}{T^2} = \frac{1}{r^2} : \frac{1}{R^2}$$

und daraus ergiebt ſich

$$R^3 : r^3 = T^2 : t^2,$$

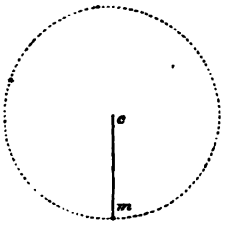
das heißt, für zwei verſchiedene Planeten verhalten ſich die dritten Potenzen der Halbmeſſer ihrer Bahn wie die Quadrate ihrer Umlaufszeiten.

Dies wichtige Geſetz der Planetenbewegung, welches wir hier aus mechaniſchen Geſetzen entwickelt haben, hatte Keppler ſchon früher aus aſtronomiſchen Beobachtungen abgeleitet; es iſt unter dem Namen des dritten Kepplerſchen Geſetzes bekannt.

Wenn eine kleine Kugel, die wir uns als eine gewichtsloſe Maſſe denken wollen, am Ende einer Schnur in m befeſtigt um den Punkt c umgedreht

wird, so daß die Kugel einen Kreis um den Mittelpunkt *c* beschreibt, so wird die Schnur fortwährend eine Spannung auszuhalten haben, welche mit der Schnelligkeit der Umdrehung wächst. Wenn in irgend einem Momente die Schnur durchschnitten würde, so würde die Kugel nicht mehr im Kreise sich fortbewegen, sondern sich vermöge ihrer Trägheit in tangentialer Richtung von ihrer früheren Bahn entfernen.

Fig. 230.



Die Ursache der Spannung, welche die Schnur erleidet, nennt man Centrifugalkraft, Fliehkraft, Schwungkraft. Da aber hier der Widerstand der Schnur denselben Effect hervorbringt, wie die oben bei der freien Centralbewegung betrachtete Centripetalkraft, so ist klar, daß die Centrifugalkraft der Centripetalkraft gleich und entgegengesetzt ist, und daß von der Centrifugalkraft Alles gilt, was von der Centripetalkraft gesagt wurde, d. h. die Schwungkraft wächst im Verhältniß der Halbmesser der Bahnen und im umgekehrten der Quadrate der Umlaufszeiten. Daß die Spannung des Fadens, daß also die Schwungkraft auch der rotirenden Masse proportional sey, versteht sich von selbst.

Schwungkraft tritt überall da auf, wo eine Rotation um eine feste Axe stattfindet und die einzelnen Theilchen auf irgend eine Weise verhindert sind, sich von jener Axe zu entfernen. Eine solche Schwungkraft muß also auch bei der Rotation der Erde um ihre Axe erzeugt werden. Da die Umlaufszeit für alle Punkte auf der Erde gleich groß ist, aber die verschiedenen Punkte nicht gleich weit von der Umdrehungsaxe entfernt sind, so ist klar, daß nicht überall auf der Erdoberfläche jene Schwungkraft gleich sey, sondern sich verhalte wie die Entfernungen von der Erdaxe; sie ist also gleich Null an den Polen und erreicht ihr Maximum an dem Aequator.

Diese Schwungkraft, welche am Aequator am größten ist und nach den Polen hin abnimmt, wirkt der Schwere entgegen, sie vermindert gleichsam die Intensität der Schwere. Es läßt sich leicht berechnen, wie groß die Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde um ihre Axe seyn müßte, wenn die dadurch erzeugte Schwungkraft am Aequator die Wirkung der Schwere daselbst vollständig aufheben sollte.

Um Versuche über die Schwungkraft anzustellen, wird die sogenannte Schwung- oder Centrifugalmaschine angewendet; Fig. 231 (a. f. S.) stellt eine solche Schwungmaschine, wie sie Mechanikus Oechsle in Pforzheim konstruirt, im Aufriß, Fig. 232 (a. f. S.) stellt sie im Grundriß in $\frac{1}{12}$ der natürlichen Größe dar.

An dem einen Ende des Brettes *A* ist ein Schieber *B* angebracht, auf

welchem ein Stehzapfen ſenkrecht befeſtigt iſt, um welchen das gußeiſerne Schwungrad *C* ſich leicht in horizontaler Ebene umdrehen läßt. Am an-

Fig. 231.

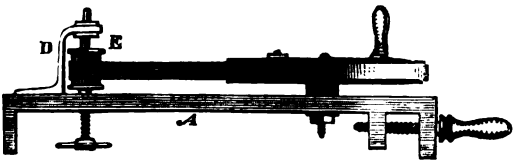
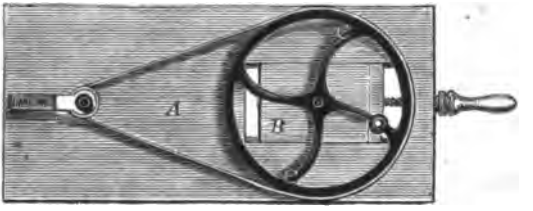


Fig. 232.



dern Ende des Brettes *A* iſt ein eiſerner Kloben *D* aufgeſchraubt, der das obere Ende der vertikalen Axe *E* feſthält. Die Axe *E* ſteht durch einen Riemen mit dem Schwungrad *C* in Verbindung, und um dieſen Riemen ſpannen zu können, iſt an dem Ende des Brettes *A* eine Schraube angebracht, mittelſt welcher der Schieber *B* ſammt dem Schwungrade *C* von der Axe *E* entfernt werden kann.

Die vertikale Axe *E* hat an ihrem oberen Ende einen nur wenig koniſchen platten Zapfen, auf welchen die zu verſchiedenen Verſuchen dienenden Apparate aufgeſetzt werden; es iſt nicht nöthig, daß dieſe Vorrichtungen durch einen Querſtift befeſtigt werden.

Der Riemen geht nicht direkt um die eiſerne Axe *E*, ſondern um eine an ihr befeſtigte hölzerne Rolle, da jedoch der Umfang dieſer Rolle viel kleiner iſt als der Umfang des Schwungrades, ſo macht auch die Rolle mit der Axe *E* in gleichen Zeiten ſo viel mal mehr Umdrehungen als das Schwungrad, als der Durchmeſſer der Rolle kleiner iſt als der Durchmeſſer des Rades. Wäre z. B. der Durchmeſſer des Rades 10mal ſo groß als der der Rolle, ſo würde die Axe *E* 10 Umdrehungen machen, während das Schwungrad nur eine macht, es iſt alſo leicht, die Axe *E* in eine ſehr raſche Rotation zu verſetzen.

Mit einer ſolchen Maſchine laſſen ſich viele Verſuche anſtellen, welche zur Erläuterung der Geſetze von der Schwungkraft dienen. Wir wollen die wichtigſten dieſer Verſuche näher betrachten.

In Fig. 233 sey *a* die Hülse, welche auf das obere konische Ende der Axe *E* Fig. 232 aufgesetzt wird; auf *a* ist ein horizontales schmales Brett befestigt, an dessen Enden sich zwei kurze vertikale Arme befinden, zwischen denen ein dünnes Metallstäbchen oder ein Metalldraht ausgespannt ist. Dieser Metalldraht geht durch zwei Kugeln von Holz oder Elfenbein hindurch, welche durch zwei Schnüre mit einander verbunden sind, so daß die Entfernung beider Kugeln von einander stets dieselbe ist, sobald die Schnüre angespannt sind. Das Loch in den Kugeln muß so groß seyn, daß sich die Kugeln mit der größten Leichtigkeit auf dem Drahte verschieben lassen. Nehmen wir an, die Kugeln seyen ungefähr so gestellt, wie es die Figur zeigt, so würden sie, wenn der Apparat in Rotation versetzt wird, sich von der Mitte des Drahtes entfernend nach beiden Seiten auseinanderfahren und an den Endbrettchen anschlagen, wenn es die Schnur nicht verhinderte. Da nun die Kugeln aus einander fahren können, so wird diejenige, für welche die Schwungkraft stärker ist, die andere nach sich ziehen. Wenn nun aber die Kugeln gerade so gestellt sind, daß die Schwungkraft für beide gleich ist, so werden sie sich nicht von der Umdrehungsaxe entfernen können und sich also im Kreis bewegen müssen, ohne an den Endplatten hinzufahren.

Fig. 233.

Dieses Gleichgewicht findet dann Statt, wenn sich die Entfernungen beider Kugeln von der Mitte des Drahtes umgekehrt verhalten wie ihre Massen. Wäre die größere Kugel 2, 3, 4mal so schwer als die andere, so müßte die kleinere Kugel 2, 3, 4mal so weit von der Umdrehungsaxe, also von der Mitte des Draht entfernt seyn.

Dieser Versuch beweis't, daß die Schwungkraft im Verhältniß des Halbmessers der Bahn wächst, und daß sie der Masse proportional ist.

Daß sich die Schwungkraft unter übrigens gleichen Umständen umgekehrt verhält, wie das Quadrat der Umlaufszeit, daß sie also bei 2, 3, 4mal so großer Umlaufszeit 4, 9, 16mal größer wird, läßt sich folgendermaßen zeigen. Auf einem Brette, welches man Fig. 234 im Umriß, Fig. 235 im Grundriß sieht, und welches wie der vorige Apparat vermittelst der Hülse *a* auf die Schwungmaschine aufgesetzt wird, sind ebenfalls auf beiden Seiten Endplatten befestigt, zwischen denen ein Metallstab *ef* befestigt ist, auf welchem sich eine Kugel von schwerem Holz, von Elfenbein oder Metall sich leicht verschieben läßt. An

Fig. 234.

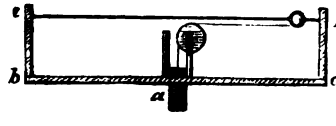
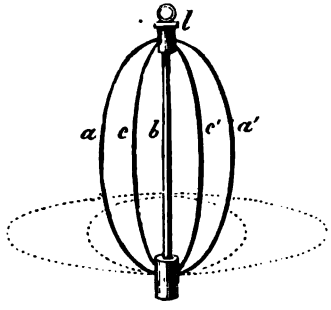


Fig. 235.

dieſer Kugel iſt eine Schnur befeſtigt, die über eine Rolle geht und an der gerade in der Mitte des Apparates ein Gewicht zwiſchen 4 Säulchen hängt, welche ſeine vertikale Bewegung ſichern. Dieſes Gewicht beſteht aus einer Metallplatte, in deren Mitte ein Stäbchen ſich befindet, an welchem oben die Schnur angeknüpft iſt. Auf dieſe Platte können mehrere eingeſchlitzte Metallplatten gelegt werden, deren jede ſo viel wiegt als die untere Platte ſammt dem Stäbchen. Sobald der Apparat in Rotation verſetzt wird, erhält die Kugel ein Beſtreben, von der Mitte nach *f* hinzufahren; bei hinlänglich raſcher Drehung findet dieſe Bewegung wirklich Statt, und das Gewicht bei *m* wird durch die Schwungkraft der Kugel gehoben; bei gehöriger Umdrehungsgeſchwindigkeit hält die Schwungkraft der Kugel dem Gewichte genau das Gleichgewicht, letzteres wird alsdann gerade ſchwebend erhalten; iſt die Schwungkraft zu groß, ſo ſchlägt die Kugel bei *f* an, wird ſie zu klein, ſo fällt das Gewicht wieder herab. Nehmen wir an, daß bei einer beſtimmten Umdrehungsgeſchwindigkeit die Schwungkraft der Kugel gerade die Platte mit ihren Stäbchen ſchwebend erhalten kann, ohne daß die Kugel immer bei *f* anſchlägt, ſo wird bei doppelter Umdrehungsgeſchwindigkeit ein 4faches Gewicht ſchwebend erhalten, man hat alſo für dieſen Fall auf die untere Platte noch 3 Gewichtsplatten aufzulegen.

Der in Fig. 236 abgebildete Apparat dient, um zu erläutern, wie die Abplattung der Erde eine Folge ihrer Axendrehung iſt.

Fig. 236.



An dem unteren Ende der eiſernen Axe *b*, welche auf die Schwungmaſchine aufgeſetzt wird, ſind mehrere elaſtiſche Streifen *a a'* und *c c'* von Meſſingblech befeſtigt, die oben wieder an einer Hülſe *l* zuſammenlaufen, welche leicht an der Axe *b* hin und hergeſchoben werden kann. Wenn der Apparat in Ruhe iſt, nehmen die Metallſtreifen vermöge ihrer Elaſticität die in unſerer Figur dargeſtellte Form an, ſobald er aber in Rotation um die Axe *b* verſetzt wird, nehmen ſie eine abgeplattete Geſtalt an, indem die Hülſe *l* niedergezogen wird.

Befeſtigt man ein Glasgefäß, wie das Fig. 237 (a. f. S.) dargeſtellte auf der Axe *E* der Schwungmaſchine, gießt man dann etwas gefärbtes Waſſer hinein, ſo ſieht man bei der Umdrehung des Gefäßes um ſeine Axe, wie das Waſſer bei langſamer Drehung am Rande etwas aufſteigt, ſich in die Mitte alſo aushöhlt, bei raſcherer Drehung aber ganz von dem

Boden wegfliegt, um in dem Bauch des Gefäßes einen Ring zu bilden.

Fig. 237.

Befindet ſich außer dem farbigen Waſſer auch noch Queckſilber in dem Gefäße, ſo wird auch dieſes in Folge der Schwungkraft in die Höhe ſteigen und einen metallglänzenden Ring an die äußerſte Stelle des Bauches des Gefäßes bilden, welcher zu beiden Seiten von dem dunkelfarbigen Ring des gefärbten Waſſers eingefaßt erſcheint. Dieſer Verſuch zeigt, daß das ſchwerere Queckſilber doch noch mit größerer Gewalt durch die Schwungkraft von der Umdrehungsaxe fortgeſchleudert wird, daß alſo die Schwungkraft mit der Maſſe wächſt.

Fig. 238.

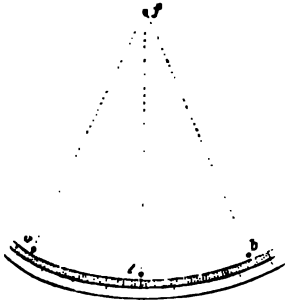
Wir ſehen in dieſem Verſuch, wie die Schwungkraft ſtark genug werden kann, um die Wirkungen der Schwere aufzuheben; es läßt ſich dies auch noch ſo zeigen.

Wenn man ein gewöhnliches Trinkglas mit einem Geflecht von Kordel umgiebt, welches in 4 oben zuſammengebundenen Schnüren endet, wie man Fig. 238 ſieht, ſo kann man, den Knoten in der Hand haltend, das mit Waſſer gefüllte Glas in vertikaler Ebene umſchwenken, ohne daß das Waſſer ausfließt, ſelbſt wenn das Glas an der oberſten Stelle ſeiner Kreisbahn ſich befindet, wo der Boden nach oben und die Oeffnung nach unten gerichtet iſt.

Aus der Schwungkraft erklärt ſich das Spritzen naſſer Räder, die Wirkung der Schleuder u. ſ. w.

Vom Pendel. Das gewöhnliche Pendel (Fig. 239) beſteht aus einer 91
ſchweren Kugel, welche am Ende eines biegſamen Fadens aufgehängt iſt.

Fig. 239.



Bringt man die Kugel aus ihrer Gleichgewichtslage, d. h. bringt man das Pendel aus ſeiner vertikalen Stellung, ſo macht es, wenn man es losläßt, ohne ihm irgend einen Anſtoß zu geben, Schwingungen, welche fortwährend in derſelben Vertikalebene bleiben. Bringt man z. B. das Pendel in die Lage fa, ſo beſchreibt die Kugel den Bogen al, in l kommt ſie mit ſolcher Geſchwindigkeit an, daß ſie auf der andern Seite bis b ſteigt, d. h. zu der Höhe des Punktes a; vom Punkte b geht die Kugel
ermals zurück, durchläuft in umgekehrter Richtung wieder den Bogen

b l a und ſetzt auf dieſelbe Weiſe ſeine Schwingungen fort. Beim Niedergange des Pendels nimmt ſeine Geſchwindigkeit fortwährend zu, beim Aufſteigen nimmt ſie ab, in dem Momente alſo, in welchem das Pendel die Gleichgewichtslage paſſirt, hat es ſeine größte Geſchwindigkeit.

Der Winkel *a f l* heißt Ausſchlagswinkel oder auch nur Ausſchlag.

Die Bewegung von *a* bis *b* oder von *b* bis *a* heißt eine Oscillation; von *a* bis *l* iſt eine halbe niedergehende, von *l* bis *b* eine halbe aufſteigende Oscillation.

Die Amplitude einer Oscillation iſt die in Graden, Minuten und Sekunden ausgedrückte Größe des Bogens *a b*.

Die Dauer einer Oscillation iſt die Zeit, welche das Pendel nöthig hat, um dieſen Bogen zu durchlaufen.

Nach dem erſten Anblicke ſollte man aus den Verſuchen ſchließen, daß die Bewegung eines Pendels immer fortdauern müßte, denn wenn es von *a* ausgehend auf der andern Seite zu einer gleichen Höhe *b* anſteigt, ſo muß es von *b* ausgehend auch wieder bis *a* ſteigen, und es wird ſo denſelben Weg zum zweiten, zum dritten Male u. ſ. w. bis ins Unendliche machen müſſen.

Dieſer Schluß würde ganz richtig ſeyn, wenn *b* wirklich abſolut gleiche Höhe mit *a* hätte; aber die Reibung am Aufhängepunkte *f*, der Widerſtand der Luft, welche die Kugel vor ſich wegtreiben muß, machen es unmöglich, daß die Kugel genau wieder bis zu der Höhe ſteigt, von welcher ſie herabfiel. Die Differenz wird freilich erſt nach einer Reihe von Schwingungen merklich, und ſtatt ſich zu verwundern, daß die Bewegung nicht ewig fortdauert, muß man ſich vielmehr wundern, daß ſie ſo lange dauert, denn ein Pendel kann, ohne ſtill zu ſtehen, ſtundenlang fortſchwingen.

Das Pendel iſt eins der einfachſten, aber auch eins der wichtigſten Inſtrumente der Phyſik, wie es ſich noch im Laufe dieſes Kapitels zeigen wird.

92 **Geſetze der Pendelſchwingungen.** Die Geſetze der Pendelſchwingungen ſind folgende:

1) Die Dauer kleiner Oscillationen eines und deſſelben Pendels iſt von ihrer Amplitude unabhängig, d. h. ſie ſind iſochron. Wenn z. B. ein Pendel mit einer Amplitude von $4^0 - 5^0$ ſchwingt, ſo iſt die Schwingungsdauer gerade ſo groß, als ob die Amplitude nur 1^0, oder nur eine Minute betrüge.

2) Die Dauer der Oscillationen iſt vom Gewichte der Kugel und von der Natur ihrer Subſtanz unabhängig.

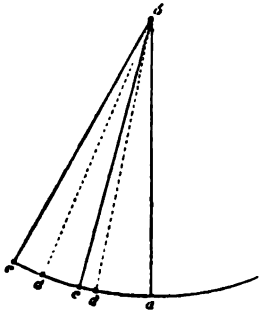
3) Die Schwingungsdauer zweier ungleich langen Pendel verhält ſich wie die Quadratwurzel aus den Pendellängen.

Dieſe Geſetze ergeben ſich aus dem, was oben über den Fall auf der

ſchiefen Ebene geſagt wurde, denn der Bogen, welchen die Pendelkugel durchläuft, iſt nichts als eine ſchiefe Ebene, deren Neigung gegen die Horizontale ſich continuirlich ändert.

Das erſte dieſer Geſetze läßt ſich folgendermaßen entwickeln: Der halbe Ausſchlagswinkel $a\,b\,c$ eines Pendels ſey mit v bezeichnet, ſo iſt klar, daß die beſchleunigende Kraft, welche in dem Moment auf die Kugel wirkt, in welchem ſie von c herabzufallen beginnt, g sin. v iſt, denn im erſten Augenblicke wird die Bewegung ganz dieſelbe ſeyn, als ob die Kugel von einer ſchiefen Ebene herabfiele, welche mit der horizontalen einen Winkel v macht. Wäre der Ausſchlagswinkel nur halb ſo groß, wäre alſo c' der höchſte Punkt des Pendelbogens geweſen, ſo würde die beſchleunigende Kraft beim Beginne des Niederganges offenbar nur g . sin. $\frac{1}{2}v$ geweſen ſeyn.

Fig. 240.



Wenn der Winkel v nicht groß iſt, ſo iſt sin. v bis auf eine verſchwindende Größe gleich dem doppelten von sin. $\frac{1}{2}v$; wenn die Pendelkugel alſo von dem Punkte c herabfällt, ſo iſt die beſchleunigende Kraft, welche im erſten Moment die Bewegung bewirkt, doppelt ſo groß, als wenn die Pendelkugel in c' ihren Niedergang begonnen hätte, der Bogen $c\,d$, den wir ſo klein annehmen wollen, daß wir ihn als geradlinig betrachten können, und der Boden $c'\,d'$, welcher nur halb ſo groß iſt, werden alſo in gleichen Zeiten durchlaufen, wenn die Bewegung einmal in c, ein andermal in c' beginnt.

Denken wir uns an einer Axe zwei gleiche Pendel aufgehängt, das eine bis c, das andere bis c' gehoben und gleichzeitig losgelaſſen, ſo werden ſie gleichzeitig in den Punkten d und d' ankommen. Die beſchleunigende Kraft in d iſt aber doppelt ſo groß als in d', außerdem aber langt das eine Pendel in d mit einer Geſchwindigkeit an, welche doppelt ſo groß als diejenige iſt, mit welcher das andere den Punkt d' paſſirt, und daraus folgt denn, daß auch in dem nächſten kleinen Zeittheilchen das eine Pendel einen doppelt ſo großen Weg zurücklegt als das andere. Auf dieſe Weiſe fortſchließend, findet man endlich, daß beide Pendel gleichzeitig in a ankommen müſſen.

Dieſe Schlußweiſe läßt ſich auch noch anwenden, wenn das Verhältniß der Ausſchlagswinkel nicht gerade das von 1 zu 2, ſondern ein anderes iſt, weil für kleine Ausſchlagswinkel die beſchleunigende Kraft ſtets der Entfernung von der Gleichgewichtslage proportional iſt; und ſo läßt ſich allgemein zeigen, daß bis zu einer gewiſſen Gränze hin die Schwingungsdauer von der Größe der Ausſchlagswinkel nicht abhängt.

Um dies Geſetz durch den Verſuch zu beſtätigen, muß man die Zeit genau beſtimmen, welche nöthig iſt, damit ein Pendel mehrere hundert Schwingungen macht. Macht man dieſe Beobachtung zu Anfang der Bewegung, wenn die Amplitude 4—5° iſt, ſpäter, wenn ſie nur noch 2—3° beträgt, und zuletzt, wenn die Oscillationen ſo klein geworden ſind, daß man ſie mit der Lupe beobachten muß, ſo findet man, daß die Oscillationen in dieſen drei Stadien wirklich iſochron ſind.

Das Geſetz des Iſochronismus gehört zu den erſten Entdeckungen Galiläi's. Man erzählt, daß er, noch ſehr jung, in dem Dome zu Piſa zufällig die Schwingungen einer am Gewölbe aufgehängten Lampe wahrnahm und daß ihm die periodiſche Wiederkehr dieſer Bewegungen und die Gleichheit ihrer Dauer auffiel. Mehr bedurfte es nicht, um ſein Genie zu wecken, und ſo wurde die Beobachtung eines Kindes die Quelle großer Entdeckungen.

Das zweite Geſetz iſt ſehr leicht durch den Verſuch nachzuweiſen.

Man macht mehrere Pendel von gleicher Länge, die Kugel des einen von Metall, die des andern von Wachs, die des dritten von Holz u. ſ. w., und man wird finden, daß ſie alle gleiche Schwingungsdauer haben.

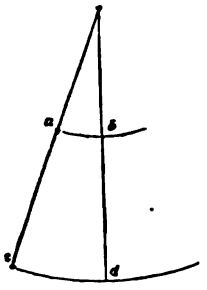
Wenn die Schwere ein Pendel oscilliren macht, ſo wirkt ſie auf jedes Atom der Materie, aus welcher die Kugel beſteht; jedes Atom der Kugel wird durch ſeine eigene Schwere getrieben, und folglich kann auch eine Vermehrung der Atome keinen Einfluß auf die Geſchwindigkeit der Oscillationen haben. Könnte man ein einziges Atom Eiſen an einem gewichtloſen Faden aufhängen, ſo muß es gerade ſo ſchnell oscilliren, als ob man ihrer zwei, drei, vier oder eine Kugel von Eiſen anhängt. Die Schwere könnte aber auf ein Wachsmolekül anders wirken als auf ein Eiſenmolekül. Daß dies nicht der Fall iſt, daß die Schwere auf ein Molekül von Eiſen nicht anders wirkt als auf ein Molekül von Gold, Platin, Wachs u. ſ. w., beweiſ't uns dieſer Verſuch mit dem Pendel. Der oben erwähnte Fallverſuch im luftleeren Raume iſt nur ein roher Verſuch, weil wir hier nur die Wirkung der Schwere während einer außerordentlich kurzen Zeit beobachten können. Das Pendel aber macht es möglich, die Wirkung der Schwere auf verſchiedene Körper ganze Stunden lang zu beobachten.

Von den Geſetzen des Falles auf der ſchiefen Ebene ausgehend, gelangt man durch folgende Schlußweiſe zu dem oben angeführten dritten Geſetze der Pendelſchwingungen.

Man denke ſich den Schwingungsbogen $a\,b$ eines Pendels in ſo viel gleiche Theile getheilt, daß man jedes dieſer Bogentheilchen als geradlinig betrachten kann. Wenn nun der Ausſchlagswinkel eines längeren Pendels eben ſo groß iſt, ſo muß ſich der Schwingungsbogen $c\,d$ zum Schwingungsbogen $a\,b$ verhalten wie die Pendellängen. Denken wir uns den

Bogen $d\,c$ in eben so viel gleiche Theile getheilt wie den Bogen $a\,b$, so werden auch die einzelnen Theile im Verhältniß der Pendellängen stehen. Wenn also das eine Pendel 4mal so lang ist als das andere, so werden auch jene Unterabtheilungen des Bogens $d\,c$ 4mal so groß seyn als die entsprechenden Theile des Bogens $a\,b$. Der Winkel, welchen das oberste, das 2te, 3te u. s. w. Bogentheilchen von $a\,b$ mit der Horizontalen macht, ist gleich dem Winkel, welchen das 1ste, 2te, 3te u. s. w. Bogentheilchen von $c\,d$ mit derselben macht, auf den entsprechenden Theilen von $a\,b$ und $c\,d$ ist demach auch die beschleunigende Kraft dieselbe.

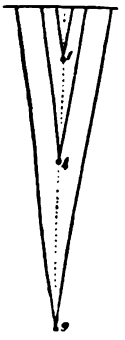
Fig. 241.



Wenn aber verschiedene Wege mit gleicher beschleunigender Kraft durchlaufen werden, so lehrt uns die Formel $s = \frac{g}{2} t^2$, daß sich die Fallzeiten verhalten wie die Quadratwurzeln der Fallräume; wenn also jedes der Theilchen von $c\,d$ 2, 3, 4, $n$mal so groß ist als das entsprechende Theilchen von $a\,b$, so wird die Zeit, in welcher ein Theilchen von $c\,d$ durchfallen wird, auch $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$, $\sqrt{4}$, $\sqrt{n}$mal so groß seyn als die, in welcher das entsprechende Theilchen von $a\,b$ durchlaufen wird. Da dies aber für alle Theilchen gilt, so gilt es auch für ihre Summe, was denn mit anderen Worten heißt, die Schwingungsdauer ist der Quadratwurzel aus der Pendellänge proportional.

Um die Richtigkeit des dritten Gesetzes durch den Versuch nachzuweisen, nehme man drei Pendel von verschiedener Länge. Wenn sich z. B. die Pendellängen wie die Zahlen 1, 4, 9 verhalten, so verhalten sich die entsprechenden Schwingungszeiten wie die Zahlen 1, 2, 3. Am bequemsten hängt man zu diesem Versuche die Kugeln an einem doppelten Faden auf, wie beistehende Figur zeigt. Während ein Pendel, dessen Länge 4 Fuß ist, eine Oscillation macht, macht das viermal kürzere Pendel zwei Oscillationen; und während ein Pendel von 1 Fuß Länge dreimal hin und her geht, macht ein 9 Fuß langes nur einen Hin- und Hergang.

Fig. 242.



Die eben besprochenen Gesetze sind von der Intensität der 93
Schwere ganz unabhängig. Wenn die Schwerkraft auch hundertmal stärker oder schwächer wirkte, so würden kleine Schwingungen eines und desselben Pendels doch isochron bleiben, und die Schwingungszeiten verschieden langer Pendel würden sich noch immer wie die Quadratwurzeln ihrer Länge verhalten. Die absolute

Dauer der Oscillationen ändert sich aber mit der Intensität der Schwerkraft. Dasselbe Pendel wird schneller oscilliren müssen, wenn die Intensität der Schwerkraft wächst, und langsamer, wenn sie abnimmt.

Die Relation zwischen der Schwingungsdauer, der Pendellänge und der Intensität der Schwere kann nur mit Hülfe der höheren Mathematik entwickelt werden, weil es sich darum handelt, die Summe der Zeittheilchen auszumitteln, in welchen die unendlich kleinen Bogentheilchen der Reihe nach durchfallen werden. Wir wollen hier nur die Formel hinsetzen, welche diese Relation ausdrückt.

Es sey l die Länge des Pendels,

Π das Peripherieverhältniß 3,1415926,

g die Intensität der Schwere, d. h. die Geschwindigkeit, welche der Körper am Ende der ersten Sekunde des freien Falles erlangt hat,

t endlich die Fallzeit in Sekunden ausgedrückt, so ist

$$t = \Pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

und daraus

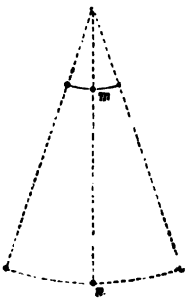
$$g = \frac{\Pi^2 l}{t^2}.$$

Die Größen l und g müssen in einem und demselben Längenmaaße ausgedrückt seyn.

Um die Intensität der Schwere zu bestimmen, läßt man also nur ein Pendel schwingen, man mißt seine Länge und beobachtet seine Schwingungsdauer, und aus diesen Angaben läßt sich dann der verlangte Werth von g berechnen.

94 **Schwingungspunkt.** Diese Formel gilt aber nur für ein einfaches Pendel, welches man auch ein ideales Pendel nennt. Ein solches Pendel kann man sich wohl vorstellen, aber nicht construiren, denn es müßte aus einem einfachen Faden ohne alles Gewicht bestehen, und an seinem Ende dürfte sich nur ein schwerer Punkt befinden.

Fig. 243.



Jedes Pendel, welches diesen beiden Forderungen nicht entspricht, ist ein zusammengesetztes Pendel. Ein gewichtloser und unbiegsamer Faden also, an welchem sich nur zwei schwere Moleküle m und n befinden, würde demnach schon ein zusammengesetztes Pendel seyn. Das Molekül m, welches dem Aufhängepunkte näher ist als n, hat ein Bestreben schneller zu schwingen; weil aber die beiden Moleküle verbunden sind, so wird m die Bewegung von n beschleunigen, und umgekehrt wird n die Bewegung von m verzögern, die Schwingungen werden

deshalb mit einer Geschwindigkeit vor sich gehen, welche zwischen den Geschwindigkeiten liegt, mit welchen jedes der Molekûle m und n für sich allein schwingen würde. Sie sind gleich den Schwingungen eines einfachen Pendels, welches länger als fm und kürzer als fn ist. Eben so verhält es sich mit jedem materiellen Pendel. Diejenigen Theile des Pendels nämlich, welche dem Schwingungsmittelpunkte am nächsten liegen, sind in ihrer Bewegung durch die entfernteren verzögert, die entfernteren aber durch die näheren beschleunigt. Es muß demnach auch in jedem zusammengesetzten Pendel einen Punkt geben, welcher durch die übrige Masse des Pendels weder beschleunigt noch verzögert ist, welcher gerade so schnell schwingt wie ein einfaches Pendel, dessen Länge seiner Entfernung vom Aufhängepunkte gleich ist. Dieser Punkt heißt Schwingungspunkt, centrum oscillationis. Wenn man von der Länge eines zusammengesetzten Pendels spricht, so versteht man darunter die Entfernung dieses Punktes vom Aufhängepunkte oder, was dasselbe ist, die Länge eines einfachen Pendels von gleicher Schwingungsdauer.

Da man zu Versuchen nur zusammengesetzte Pendel anwenden kann, so stellen sich der Bestimmung der Intensität der Schwere zwei große Schwierigkeiten in den Weg, erstens nämlich die Schwierigkeit, die Schwingungsdauer mit hinlänglicher Genauigkeit zu bestimmen, und zweitens, die Bestimmung der Länge eines einfachen Pendels, welches eben so schnell schwingen würde als das zur Beobachtung angewandte zusammengesetzte.

Am meisten nähert sich dem einfachen Pendel ein solches, welches aus 95
einem möglichst dünnen Faden besteht, an dessen unterm Ende eine Kugel oder ein Doppelkegel hängt. Für den Faden hat man feine Metalldrähte oder Aloefaden genommen; der letzteren namentlich bedienten sich die französischen Akademiker bei ihren Versuchen unter dem Aequator und Zach in Gotha. Die angehängte Masse muß aus einer Substanz von möglichst großem specifischen Gewichte gefertigt seyn. Man hat dazu Blei, Messing, Silber oder Platin angewandt.

Der Leser wird etwas weiter unten eine Betrachtung finden, aus welcher hervorgeht, daß der Schwingungspunkt eines solchen Pendels nur um eine kaum meßbare Größe unter dem Schwerpunkte der angehängten Masse liegt und daß die Entfernung dieser beiden Punkte um so kleiner wird, je länger man das Pendel macht. Bei sehr langen Pendeln dieser Art darf man deshalb ohne merklichen Fehler den Schwerpunkt der Kugel für den Schwingungspunkt und also die Entfernung dieses Schwerpunktes vom Aufhängepunkte als die wahre Länge des Pendels annehmen.

Borda wandte zu seinen Versuchen ein solches Pendel von 12 pariser Fuß, also 144 pariser Zoll, an. Gesetzt, dieses Pendel habe in einer Stunde 1876 Schwingungen gemacht, so kann man daraus leicht die Länge des

Sekundenpendels berechnen, denn dieses muß in der Stunde 3600 Schwingungen machen. Die Schwingungsdauer des Borda'schen Pendels verhält sich also zu der des Sekundenpendels wie 3600 zu 1876. Da sich nun aber die Pendellängen wie die Quadrate der Schwingungszeiten verhalten, so findet man die Länge des Sekundenpendels aus der Proportion

$$3600^2 : 1876^2 = 144 : x,$$

woraus sich 39,14 Zoll für die Länge des Sekundenpendels ergiebt.

Borda stellte seine Versuche, welche in der That die ersten wahrhaft genauen Pendelbeobachtungen waren, im Jahre 1790 auf der Sternwarte von Paris an. Biot, Bouvard und Mathieu haben diese Versuche im Jahre 1808 wiederholt. Sie wandten Borda's Verfahren und einen ähnlichen Apparat an. Humboldt und Arago haben im Jahre 1818 Borda's Resultate durch ein anderes Verfahren bestätigt. Nach allen diesen Beobachtungen ist die Länge des Sekundenpendels für Paris

$$993{,}8666^{mm}.$$

Das Sekundenpendel ist also nur um 6,1334 Millimeter kürzer als ein Meter. Setzt man in der Formel $t = \Pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ für t den Werth 1 und $l = 993{,}8666$, so findet man die beschleunigende Kraft der Schwere

$$g = 9{,}8088^{m}.$$

96 **Quantität der Bewegung.** Die meisten Kräfte, welche die Körper in Bewegung setzen, wirken direct nur auf einen kleinen Theil der Moleküle, aus welchen die Körper bestehen. Wenn man eine Billardkugel anstößt, so berührt man nur wenige Punkte der Oberfläche. Wenn der Wind ein Schiff treibt, so drückt er nur gegen die Segel, und wenn das Pulver eine Kugel fortschleudert, so berühren und drücken die Gase, welche durch ihr Freiwerden den Impuls geben, nur gegen die halbe Oberfläche der Kugel. Dessenungeachtet bewegen sich alle Theile des Körpers, sowohl die direct getroffenen wie die anderen. Die Bewegung muß sich demnach auf alle Moleküle gleichmäßig vertheilen, damit keins voraneilt und keins zurückbleibt. Diejenigen, welche direct gestoßen sind, treiben die benachbarten fort, diese die folgenden u. s. w., bis endlich die ganze Masse in Bewegung kommt. Damit die Bewegung von einem Molekül zum andern übergehe und sich über die ganze Masse verbreite, ist eine bestimmte kurze Zeit erforderlich, die jedoch nicht unendlich klein ist.

Wenn eine Kraft auf einen Körper wirkt, wenn sich die Bewegung über alle Theile seiner Masse verbreitet hat, und sich alle mit einer gemeinschaftlichen Geschwindigkeit bewegen, so hat die Kraft ihre Wirkung gethan, sie ist gleichsam in den Körper übergegangen und hat sich in demselben verbreitet.

Wenn alſo ein Körper durch die Hand, durch eine losgeſchnellte Feder, durch einen raſchen Stoß oder eine plötzliche Exploſion fortgeſchleudert worden iſt, ſo bewegt er ſich fort, ohne daß die Kraft noch weiter auf ihn wirkt. Wenn ihm auf ſeiner Bahn nichts entgegenwirkte, weder Luft, noch Waſſer, noch ein anderer Körper, und wenn durchaus keine andere Kraft mehr auf ihn einwirkte, ſo würde er ſich nach der Richtung des erſten Impulſes mit gleichförmiger Geſchwindigkeit bewegen; nach einem Jahrhundert noch ſo, wie nach der erſten Sekunde. Man kann ſagen, die Thätigkeit einer ſolchen Kraft iſt momentan, aber ihre Wirkung dauert ewig.

So nimmt alſo der Körper gewiſſermaßen die Kraft in ſich auf, welche auf ihn gewirkt hat, und man begreift demnach ſehr wohl, daß dieſelbe Kraft, auf verſchiedene Körper wirkend, ſehr verſchiedene Bewegungen hervorbringen muß. Eine Pulverladung, welche eine Flintenkugel forttreibt, würde eine Bombe kaum heben, und ein Bogen, welcher einen leichten Pfeil weithin ſchnellt, würde nicht im Stande ſeyn, einen ſchwereren ebenſo ſchnell fortzutreiben. Man ſagt gewöhnlich, daß dieſer Unterſchied von der Schwere der Körper herrühre; es iſt dies aber eine unrichtige Ausſage, denn man könnte daraus folgern, daß, wenn die Körper aufhörten, ſchwer zu ſeyn, dieſelbe Kraft alle Körper mit gleicher Geſchwindigkeit bewegen würde, was durchaus nicht der Fall iſt. Denken wir uns für einen Moment die Körper ohne Schwere, nehmen wir an, daß weder Luft, noch ein anderes Bewegungshinderniß vorhanden ſey, ſo würde die Flintenkugel doch ſchneller fortgetrieben als die Bombe, weil dieſelbe Kraft eine um ſo geringere Schnelligkeit hervorbringen kann, je mehr Materie bewegt werden ſoll. Es iſt eines der Grundprincipien der Mechanik, daß dieſelbe Kraft, auf verſchiedene Körper wirkend, ihnen Geſchwindigkeit mittheilt, welche ſich umgekehrt wie ihre Maſſen, d. h. umgekehrt wie die Quantitäten der Materie, verhalten, aus welchen ſie beſtehen. Wenn alſo dieſelbe Kraft nach einander Bleikugeln fortſchleuderte, deren Volumina und mithin auch deren Maſſen ſich verhalten wie die Zahlen 1, 2, 3, 4 u. ſ. w., ſo würde ſie ihnen die Geſchwindigkeiten 1, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ u. ſ. w. mittheilen, ſo daß eine 10mal größere Maſſe auch nur $\frac{1}{10}$ der Geſchwindigkeit erhielte u. ſ. w. Multiplicirt man eine jede dieſer Maſſen mit ihrer Geſchwindigkeit, ſo erhält man ſtets daſſelbe Produkt; für die erſte $1 \times 1 = 1$, für die zweite $2 \times \frac{1}{2} = 1$ u. ſ. w. Dieſes Produkt, welches man erhält, wenn man die Maſſe eines Körpers mit ſeiner Geſchwindigkeit multiplicirt, heißt Quantität der Bewegung. Dieſelbe Kraft bringt auch ſtets dieſelbe Quantität der Bewegung hervor, auf welchen Körper ſie auch wirken mag.

Wenn man ſich von der Wirkungsweiſe der verſchiedenen Maſchinen

eine klare Vorſtellung machen will, ſo muß man die Bewegungsquantität, welche die angewandte Kraft unmittelbar hervorzubringen im Stande iſt, mit dem Effect vergleichen, welchen man durch Vermittelung der Maſchine erhält. Es wäre ein grober Irrthum, wenn man eine Maſchine als eine Quelle von Kraft betrachten, wenn man glauben wollte, daß durch Maſchinen die Quantität der Bewegung vermehrt werden könnte. Durch Maſchinen wird nur die Art der Bewegung verwandelt, ohne daß die Quantität der Bewegung auch nur im mindeſten vermehrt wird.

An einem Seile z. B., welches um eine einfache Rolle geſchlungen iſt, läßt ſich bequem eine Laſt von 25 Pfunden um $2\frac{1}{2}$ Fuß in der Sekunde heben. Wäre aber das Seil, an welchem der Arbeiter zieht, um ein Rad, Fig. 244, die Laſt aber um eine Welle von 4mal kleinerm Durchmeſſer geſchlungen, ſo würde man zwar mit derſelben Kraftanſtrengung eine vierfache Laſt, jedoch auch mit viermal geringerer Geſchwindigkeit heben können. Unterſuchen wir die Wirkungsweiſe anderer Maſchinen, der Schraube, des Flaſchenzugs der verſchiedenen Räderwerke, ſo werden wir ſtets zu demſelben Reſultate gelangen, daß, was man auf der einen Seite an Kraft gewinnt, auf der andern Seite an Geſchwindigkeit verloren geht, daß alſo die Quantität der Bewegung durch Maſchinen durchaus nicht vermehrt wird.

Fig 244.

97 Wenn ein bewegter Körper gegen einen ruhenden, aber frei beweglichen anſtößt, ſo wird er dieſem einen Theil ſeiner Bewegung mittheilen, und zwar wird durch dieſen Stoß die Quantität der Bewegung nicht geändert: wenn nicht der ſtoßende Körper in Folge der Elaſticität zurückſpringt und wenn der Stoß ein centraler war, werden ſich nach dem Stoße beide Körper mit gleicher Geſchwindigkeit nach derſelben Richtung fortbewegen. Wenn die Maſſe des ruhenden Körpers der des ſtoßenden gleich iſt, ſo wird die Geſchwindigkeit nach dem Stoße offenbar die Hälfte werden, weil die bewegte Maſſe verdoppelt iſt. Man ſieht leicht, daß, um das Verhältniß der Geſchwindigkeit vor dem Stoße zur Geſchwindigkeit nach dem Stoße zu finden, man nur die Maſſe des bewegten Körpers durch die Summe der Maſſen des bewegten und des ruhenden zu dividiren braucht. Wenn z. B eine Flintenkugel von $\frac{1}{20}$ Pfd. mit einer Geſchwindigkeit von 1300 Fuß in der Sekunde eine ruhende freibewegliche, etwa an einer langen Schnur aufgehängte Kugel von 48 Pfd. trifft, ſo verhält ſich die gemeinſchaftliche Geſchwindigkeit nach dem Stoße zu 1300 wie $\frac{1}{20}$ zu $48 + \frac{1}{20}$ oder wi

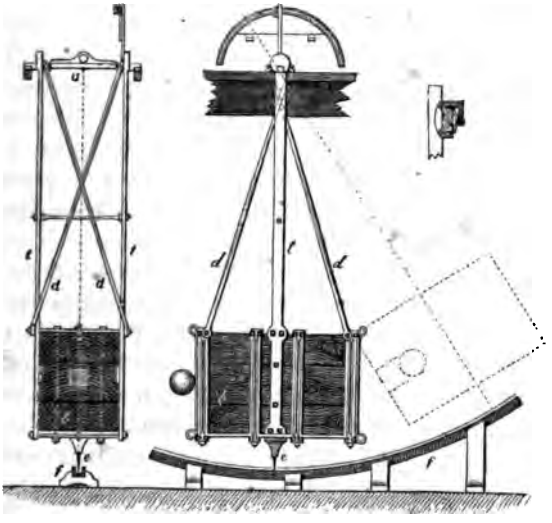
l zu 961, d. h. ſie iſt nur noch $\frac{1300}{961}$, d. h. ungefähr $1\frac{1}{3}$ Fuß in der Sekunde.

Wenn jene Flintenkugel gegen einen großen Steinblock oder gegen einen Felſen anſchlägt, ſo muß ſie ihm auch eine Bewegung mittheilen, nur wird die Geſchwindigkeit ſehr klein ausfallen, denn wenn z. B. der Steinblock 500 Pfund ſchwer wäre, ſo würde die gemeinſchaftliche Geſchwindigkeit nach dem Stoße, wie man leicht berechnen kann, nur 1 Zoll in der Sekunde ſeyn. Die Reibung wird aber bald dieſe Bewegung aufheben, welche ſich nach und nach allen benachbarten Körpern und endlich der ganzen Erdmaſſe mittheilt und dadurch völlig verſchwinden wird.

Die Bewegung theilt ſich alſo anderen Körpern mit, aber ſie verliert ſich nicht. Wenn ſie gleichſam zu verlöſchen ſcheint, ſo liegt der Grund davon nur darin, daß ſie ſich nach und nach anderen Körpern mittheilt und endlich durch große Vertheilung unmerklich wird. Es iſt Bewegung nöthig, um Bewegung zu zerſtören; Widerſtände vertheilen ſie nur, ohne ſie aufzuheben.

Auf dieſen Principien beruht die Meſſung von großen Geſchwindigkeiten mittelſt des balliſtiſchen Pendels, welches Fig. 245 dargeſtellt iſt.

Fig. 245.



Ein mit Eiſen beſchlagener Holzblock von bedeutendem Gewichte iſt an einer Axe *a* durch die beiden geraden Stangen *t* und die vier ſchrägen *d*

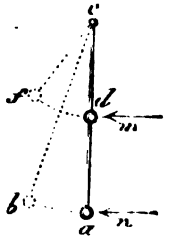
aufgehängt. Eine Spitze *e* durchläuft die kreisförmige Rinne *f* und zeichnet ihre Spur in weiches Wachs. Aus der Länge dieser Spur beurtheilt man die Größe der Ausweichung des Pendels, wenn eine Kugel es von vorn in der Richtung des Schwerpunktes trifft. Das Pendel ist 3 bis 4 Meter lang und sein Totalgewicht beträgt 4000 Klgr. Dieser bedeutenden Masse theilt die Kugel ihre Bewegung mit, und wenn man mit Hülfe des Ausschlags, welchen das Pendel macht, die Geschwindigkeit berechnen kann, die ihm mitgetheilt wurde, so ist es leicht, daraus die Geschwindigkeit der Kugel in dem Momente abzuleiten, in welchem sie das Pendel getroffen hat.

Man beobachtet häufig bei der Mittheilung der Bewegung eigenthümliche Erscheinungen, welche von dem Aggregatzustande der Körper und der Geschwindigkeit abhängen, mit welcher sich die Bewegung im Innern einer Masse von Molekül zu Molekül fortpflanzen kann. So ist es bekannt, daß eine Flintenkugel ein rundes Loch in eine Fensterscheibe schlägt, ohne daß sie zerbricht. Das Pulver theilt nämlich der Kugel eine solche Geschwindigkeit mit, daß die Glasmolküle, welche sie trifft, rasch fortgerissen werden, ehe sie noch diese Bewegung auf die zur Seite liegenden Moleküle fortpflanzen konnten.

Die Bewegung, welche durch eine Explosion hervorgebracht wird, sey es nun eine Explosion des Pulvers, des Dampfes oder der comprimirten Luft, pflanzt sich gleichmäßig nach allen Richtungen fort. Die Wände der Kanone verhindern eine Expansion nach der Seite, die ganze Wirkung findet deshalb in der Längenachse des Geschützes Statt, in dieser Richtung bringt jedoch die Explosion zwei Bewegungen in entgegengesetzter Richtung hervor, d. h. einerseits wird die Kugel fortgeschleudert, andererseits wird das ganze Geschütz zurückgestoßen. Diese beiden Bewegungen sind auch der Quantität nach völlig gleich, die Kugel bewegt sich schneller, weil sie ungleich weniger Masse hat als das Geschütz, dessen Bewegung auch bald durch Widerstände aufgehoben wird.

98 **Von den Trägheitsmomenten.** In Fig. 246 stelle *a* eine träge Masse vor, welche an einer um den Punkt *c* drehbaren Stange befestigt ist, deren Masse wir vor der Hand unberücksichtigt lassen wollen. Nehmen wir des leichteren Ueberblicks wegen an, die Masse *a* sey 1 Pfund, der Stab sey horizontal und um eine vertikale, in unserer Figur zum Punkt verkürzten Axe drehbar. Wenn nun in der Richtung des Pfeils *n* ein Stoß gegen die Masse *a* ausgeübt wird, so wird die Masse *a* offenbar in eine rotirende Bewegung gerathen, deren Geschwindigkeit von der Masse *a* und von der Stärke des Stoßes abhängt. Neh-

Fig. 246.



men wir an, der Stoß ſey von der Art geweſen, daß die 1 Pfund ſchwere Maſſe *a* in einer Sekunde von *a* nach *b* getrieben würde.

Denken wir uns nun die träge Maſſe von *a* weggebracht und in der halben Entfernung vom Drehpunkte, alſo in *d* befeſtigt, ſo wird derſelbe Stoß, in der Richtung des Pfeils *m* gegen die träge Maſſe von 1 Pfund wirkend, ihr nun eine ſolche Bewegung mittheilen, daß ſie in einer Sekunde den Bogen *df* durchläuft, deſſen Länge dem Bogen *ab* völlig gleich iſt. Der Winkel, um welchen im letzteren Falle die Stange gedreht worden iſt, iſt aber offenbar doppelt ſo groß als der Winkel, um welchen ſie im erſten Falle gedreht worden war, oder mit anderen Worten, die Winkelgeſchwindigkeit iſt im letzteren Falle doppelt ſo groß als im erſten. Um im zweiten Falle gleiche Winkelgeſchwindigkeit, wie im erſten, hervorzubringen, hätte man entweder den in der Richtung des Pfeils *m* wirkenden Stoß halb ſo ſtark oder die in *d* angebrachte träge Maſſe doppelt ſo groß, alſo gleich 2 Pfund, machen müſſen.

Es ſey nun in *d* wirklich eine Maſſe von 2 Pfund befeſtigt, der Stoß aber ſoll bei unveränderter Stärke nicht direct gegen *d* wirken, ſondern in *a* gegen die feſte Stange treffen, ſo wird der in *a* angebrachte Stoß offenbar ebenſo wirken, als ob man in *d* einen Stoß von doppelter Stärke angebracht hätte, d. h. er wird die zweipfündige Maſſe in 1 Sekunde von *d* nach *f* treiben; ſollte aber die Winkelgeſchwindigkeit unverändert bleiben, ſo müßte man bei unveränderter Stärke des in *a* wirkenden Stoßes die Maſſe in *d* abermals verdoppeln, alſo die Maſſe gleich 4 Pfund machen.

Wenn alſo bei *a* ein Stoß gegen die Stange ausgeübt wird, ſo muß die Umdrehung mit gleicher Winkelgeſchwindigkeit erfolgen, es mag nun bei *a* eine träge Maſſe von 1 Pfund oder bei *d* eine träge Maſſe von 4 Pfund angebracht ſeyn, die Winkelgeſchwindigkeit würde auch bei übrigens gleichen Umſtänden unverändert bleiben, wenn man eine Maſſe von 9 Pfund dem Umdrehungspunkte 3mal näher brächte.

Was hier von einem Stoße geſagt wurde, bleibt auch noch wahr, wenn ſtatt deſſelben eine continuirlich wirkende beſchleunigende Kraft an einem Hebelarm angreift und eine an demſelben befindliche träge Maſſe umdreht. Wenn bei unveränderter Stärke und bei unverändertem Angriffspunkte der beſchleunigenden Kraft die träge Maſſe in verſchiedenen Entfernungen vom Drehpunkte angebracht wird, ſo müſſen ſich die trägen Maſſen umgekehrt verhalten wie die Quadrate der Entfernungen, wenn die Winkelgeſchwindigkeit ſtets dieſelbe bleiben ſoll.

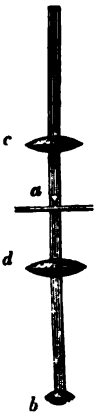
Das Produkt, welches man erhält, wenn man die träge Maſſe mit dem Quadrate ihrer Entfernung vom Drehpunkte multiplicirt, wird das Trägheitsmoment derſelben genannt: es iſt die träge Maſſe, welche

man ſtatt der gegebenen in der Entfernung 1 vom Drehpunkte anbringen müßte, wenn bei ungeänderter Größe und bei ungeändertem Angriffspunkte der beſchleunigenden Kraft durch dieſe Vertauſchung die Winkelgeſchwindigkeit nicht verändert werden ſoll.

Das eben entwickelte Geſetz gilt, es mag nun die beſchleunigende Kraft eine ganze Umdrehung oder eine hin- und hergehende Bewegung hervorbringen, wie wir ſie bei einem Pendel beobachten; eine Pendelvorrichtung iſt aber beſonders bequem, um die Richtigkeit unſeres Geſetzes durch den Verſuch zu prüfen.

Die Fig. 247 ſtellt einen geraden, eingetheilten Stab vor, welcher in der Mitte mit einer Schneide verſehen iſt, wie die, welche den Drehpunkt eines Wagbalkens bildet. Wenn man nun 1 Decimeter weit unter und über dieſer Schneide eine Bleilinſe, z. B. jede 2 Pfund ſchwer, befeſtigt und die Schneide auf ihre Unterlage aufſetzt, ſo iſt die Stange mit ihren Linſen im Zuſtande des indifferenten Gleichgewichts, denn der Schwerpunkt des Syſtems fällt mit dem Drehpunkte zuſammen; ſobald man aber am unteren Ende des Stabes ein kleines Uebergewicht anbringt, ſo iſt nun das Ganze ein Pendel. Die Schwingungen dieſes Pendels ſind aber ungleich langſamer, als die Schwingungen eines einfachen Pendels von der Länge ab, denn die einzige Kraft, welche das ganze Syſtem in Bewegung ſetzt, iſt die Schwere des unteren Bleigewichtes, dieſe hat aber nicht allein ihre eigene Maſſe in Bewegung zu ſetzen, wie es bei einem einfachen Pendel der Fall geweſen wäre, ſondern ſie hat auch noch die Maſſen der Linſen bei c und d zu bewegen.

Fig. 247.



Nimmt man nun, nachdem man die Schwingungszeit dieſes Pendels beobachtet hat, die 2 Linſen bei c und d weg und bringt man 2 Decimeter weit von der Schneide Linſen von $\frac{1}{2}$ Pfund, alſo 4mal leichtere, an, ſo wird durch dieſe Vertauſchung die Schwingungszeit durchaus nicht geändert; ſie bleibt auch unverändert, wenn man 3 Decimeter über und unter dem Drehpunkte $\frac{2}{9}$ Pfund ſchwere Linſen anbringt, während natürlich die Linſe n, welche hier allein als beſchleunigende Kraft wirkt, ſtets an derſelben Stelle angebracht iſt.

Um das Trägheitsmoment eines Körpers zu beſtimmen, welcher um eine Axe gedreht werden ſoll, muß man ſich denſelben in lauter kleine Theilchen zerlegt denken und für jedes Theilchen das Trägheitsmoment berechnen, indem man die Maſſe eines ſolchen mit dem Quadrate ſeiner Entfernung vom Drehpunkte multiplicirt; die Summe aller einzelnen ſo berechneten Trägheitsmomente iſt das Trägheitsmoment des Körpers. Soll das Träg-

heitsmoment eines Körpers auf dieſe Weiſe genau gefunden werden, ſo muß man ſich den Körper in unendlich kleine Theilchen zerlegt denken, deren Summation ohne höhere Rechnung nicht ausführbar iſt.

Beſtimmung des Schwingungspunktes an einem zuſammengeſetzten Pendel. Wenn an einer gewichtloſen Stange in einer Entfernung r vom Aufhängepunkte eine träge Maſſe m angebracht iſt, ſo bringt ſie dieſelbe Schwingungsgeſchwindigkeit hervor, als ob man ſtatt derſelben bei unverändertem Angriffspunkte und unveränderter Größe der beſchleunigenden Kraft in der Entfernung 1 vom Drehpunkte eine träge Maſſe mr^2 angebracht hätte. Statt der in der Entfernung r vom Drehpunkte angreifenden Schwerkraft der Maſſe m könnte man aber, ohne die Schwingungsgeſchwindigkeit zu ändern, in der Entfernung 1 die beſchleunigende Kraft mr wirken laſſen. 99

Die Schwingungsgeſchwindigkeit eines Pendels, welches aus einer gewichtloſen Stange beſteht, an welcher in der Entfernung r vom Drehpunkte eine Maſſe m hängt, würde alſo derſelbe bleiben, wenn man ſtatt derſelben in der Entfernung 1 die träge Maſſe mr^2 anbrächte und auf dieſelbe die beſchleunigende Kraft mr wirken ließe.

Hinge alſo 5 Decimeter unter der Schneide des gewichtloſen Stabes eine Linſe von 100 Gramm, ſo würden die Schwingungen ebenſo ſchnell ſeyn, als ob 1 Decimeter vom Schwerpunkte eine träge Maſſe von $5^2 \times 100$, alſo 2500 Gramm, angebracht wäre und auf dieſe die beſchleunigende Kraft der Schwere von $5 . 100$, alſo 500 Gramm, wirkte.

Dies läßt ſich nun durch den Verſuch wirklich nachweiſen, nur kann man keine gewichtloſe Stange anwenden und muß ſich mit einer Stange begnügen, deren Gewicht gegen das der angehängten Linſen vernachläſſigt werden darf.

Wenn man in gleichen Entfernungen über und unter dem Drehpunkte eines Stabes Gewichte anbringt, von denen das untere das ſchwerere iſt, ſo iſt die träge zu bewegende Maſſe gleich der Summe, die beſchleunigende Kraft aber gleich den Differenzen der beiden Gewichte.

Hätte man alſo 1 Decimeter unter dem Drehpunkte eine Linſe von 1500, ebenſo weit über dem Drehpunkte eine Linſe von 1000 Gramm angebracht, ſo würde die in der Entfernung 1 vom Drehpunkte befindliche zu bewegende träge Maſſe 2500 Gramm, die auf dieſelbe wirkende beſchleunigende Kraft aber $1500 - 1000$, alſo 500 Gramm ſeyn.

Wenn man an der Stange, Fig. 247, 1 Decimeter unter der Schneide eine Linſe von 1500 Gramm, 1 Decimeter über der Schneide eine ähnliche von 1000 Gramm anbringt, ſo ſchwingt der Apparat ebenſo ſchnell, als ob nur eine Linſe von 100 Gramm in einer Entfernung

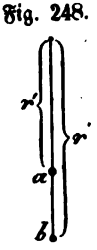
von 5 Decimeter unter der Schneide angebracht wäre, oder wie ein einfaches Pendel von 5 Decimeter Länge.

Wenn über und unter dem Drehpunkte, um die Längeneinheit von demſelben entfernt, zwei Maſſen angebracht ſind, deren Summe S und deren Differenz D iſt, ſo iſt die Schwingungsgeſchwindigkeit dieſelbe, als ob man eine einzige Maſſe m in der Entfernung r ſo angehängt hätte, daß $mr^2 = S$ und $mr = D$; da nun aber $\frac{mr^2}{mr} = r$, ſo iſt auch $\frac{S}{D} = r$, d. h. mit Worten, man findet die Länge des einfachen, gleich ſchnell ſchwingenden Pendels, wenn man die Summen der beiden Maſſen durch ihre Differenz dividirt.

Hätte man 1 Decimeter über der Schneide eine Linſe von 300, 1 Decimeter unter derſelben eine Linſe von 700 Gramm angebracht, ſo ſchwingt der Apparat ſo ſchnell, wie ein einfaches Pendel, deſſen Länge $\frac{1000}{400} = 2{,}5$ Decimeter beträgt.

Nach dieſen Betrachtungen können wir die Lage des Schwingungspunktes für ein aus zwei ſchweren Punkten zuſammengeſetztes Pendel berechnen. An einer unbeugſamen ſchweren Linie ſeyen bei a und b die Maſſen m und m' angebracht, ſo iſt das Trägheitsmoment der erſteren $m'r'^2$, das der anderen mr^2, wenn wir mit r' und r die Entfernungen der Punkte a und b vom Drehpunkte bezeichnen, die ſtatiſchen Momente der in den Punkten a und b hängenden Maſſen aber ſind $m'r'$ und mr. Die Summe der Trägheitsmomente iſt alſo $mr^2 + m'r'^2$, die Summe der ſtatiſchen Momente iſt $mr + m'r'$.

Fig. 248.



Brächte man nun in der Entfernung 1 über und unter dem Drehpunkte eines unbeugſamen, gewichtloſen Stabes zwei Maſſen, deren Summe $S = mr^2 + m'r'^2$, deren Differenz D aber gleich $mr + m'r'$ iſt, ſo würde ein ſolcher Apparat ebenſo ſchnell ſchwingen wie das Pendel Fig. 248; nach den obigen Entwickelungen aber iſt die Länge eines einfachen, gleich ſchnell ſchwingenden Pendels

$$\frac{S}{D} = \frac{mr^2 + m'r'^2}{mr + m'r'}.$$

Dieſe Betrachtung läßt ſich auf ein aus 3, 4, 5 . . . . . unendlich vielen materiellen Punkten zuſammengeſetztes Pendel ausdehnen, und man kommt ſo zu dem wichtigen Satze: »Man findet in einem zuſammengeſetzten Pendel die Entfernung des Schwingungspunktes vom Aufhängepunkte, wenn man die Summe der Trägheitsmomente aller

materiellen Punkte durch die Summe ihrer statischen Momente dividirt. Diese Entfernung ist also stets durch einen Ausdruck von der Form

$$x = \frac{mr^2 + m'r'^2 + m''r''^2 + \ldots}{mr + m'r' + m''r'' + \ldots}$$

gegeben. Was die Ausführung dieser Rechnung betrifft, so ist sie für einen wirklichen Körper ohne Integralrechnung nicht wohl mit voller Genauigkeit möglich, weil es sich um die Summation unendlich vieler kleiner Theilchen handelt.

Mit Hülfe dieser Betrachtung können wir nachweisen, daß der Schwingungspunkt einer Kugel, welche an einem langen Faden aufgehängt ist, nicht weit von ihrem Mittelpunkte liegen kann. Wäre die eine Hälfte der Kugelmasse in ihrem obersten, die andere Hälfte in ihrem untersten Punkte vereinigt, so könnten wir leicht die Lage des Schwingungspunktes berechnen. Es sey z. B. der Durchmesser der Kugel 1^{cm}, ihr oberster Punkt 100, ihr unterster also 101^{cm} vom Aufhängepunkte entfernt, so wäre die Entfernung des Schwingungspunktes vom Aufhängepunkte

Fig. 249.

$x = \frac{100^2 + 101^2}{100 + 101} = 100{,}50248^{cm}$. Die Entfernung des Kugelmittelpunktes vom Aufhängepunkte ist aber 100,5, der berechnete Schwingungspunkt liegt also $0{,}00248^{cm}$ oder $0{,}0248^{mm}$ tiefer als der Mittelpunkt.

Wir haben aber diese Berechnung auf die Annahme gestützt, daß die eine Hälfte der Kugelmasse in dem obersten, die andere Hälfte in dem tiefsten Punkte vereinigt wäre. Der wirkliche Schwingungspunkt liegt aber offenbar noch nicht so tief, als der nach dieser Annahme berechnete: er liegt also bei weitem noch nicht $0{,}0248^{mm}$ unter dem Mittelpunkte der Kugel.

Das Reversionspendel. Um die wahre Länge des Sekundenpendels zu ermitteln, hat man außer dem schon oben (S. 207) angegebenen Verfahren noch ein anderes äußerst sinnreiches in Anwendung gebracht. Es wurde zuerst von Bohnenberger angegeben und später von Kater in England in Anwendung gebracht, der jedoch Bohnenberger's Vorschlag nicht kannte.

100

Die beistehende Figur stellt ein Pendel dar, wie es Kater zu seinen Versuchen anwandte. Es ist aus einem möglichst genau gearbeiteten Metallstabe gemacht, in welchem zwei Schneiden a und b so angebracht sind, daß es, in a aufgehängt, gerade so schnell schwingt, als wenn man es umkehrt und um die Schneide b schwingen läßt. Es ist dies der Fall, wenn die zweite

Schneide ſich genau im Schwingungspunkte b des um a ſchwingenden Pendels befindet.

Wenn die Schneiden ſchon gleich zu Anfange in dem Stabe befeſtigt ſind, ſo kann man es durch Verſchieben der Laufgewichte v und w leicht dahin bringen, daß die eine Schneide wirklich der Schwingungspunkt des Pendels wird, wenn es um die andere ſchwingt; daß alſo die Schwingungsdauer gleich bleibt, man mag das Pendel um die eine oder die andere Schneide ſchwingen laſſen.

Die Schärfe der Schneide ruht während der Schwingungen auf Platten von Stahl oder Agat.

Ein ſolches Pendel heißt Reverſionspendel. Die Entfernung der beiden Schneiden eines Reverſionspendels iſt genau die Länge des einfachen Pendels von gleicher Schwingungsdauer.

Suchen wir die Wahrheit dieſes Satzes wenigſtens für einen ſpeciellen Fall darzuthun.

Denken wir uns ein Pendel, welches aus zwei gleichen, in den Entfernungen 80^{cm} und 120^{cm} vom Drehpunkte befeſtigten Maſſen m beſteht, ſo iſt die Länge eines einfachen Pendels von gleicher Schwingungsdauer

$$\frac{m.120^2 + m.80^2}{m.120 + m.80} = \frac{12^2 + 8^2}{12 + 8} = 104^{cm}.$$

Es läßt ſich dies leicht durch den Verſuch beſtätigen, wenn man an einem Faden zwei gleiche Kugeln in der erwähnten Weiſe aufhängt und die Schwingungen dieſes Pendels mit denen eines 104^{cm} langen einfachen Pendels vergleicht.

Der Schwingungspunkt unſeres aus zwei Kugeln zuſammengeſetzten Pendels iſt demnach 16^{cm} weit von der unteren, 24^{cm} weit von der oberen Kugel entfernt.

Denken wir uns nun dieſes Pendel ſo umgekehrt, daß dieſer Schwingungspunkt zum Aufhängepunkte wird, ſo haben wir ein aus zwei gleichen Maſſen beſtehendes Pendel, von denen die eine 24^{cm} unter, die andere 16^{cm} über dem Aufhängepunkte ſich befindet. Nach den obigen Betrachtungen iſt es leicht, die Länge eines einfachen Pendels von gleicher Schwingungsdauer zu berechnen, ſie iſt

$$\frac{24^2 + 16^2}{24 + 16} = \frac{832}{8} = 104^{cm}.$$

Der vorige Aufhängepunkt iſt alſo bei dieſer Umkehrung wirklich zum Schwingungspunkte geworden.

Will man dies durch den Verſuch beſtätigen, ſo darf man natürlich nicht ein Pendel anwenden, welches aus zwei an einem Faden aufgehäng-

ten Kugeln, sondern ein solches, welches aus einem festen Stabe besteht, der jedoch im Vergleich zu den daran befestigten Massen sehr leicht seyn muß.

Ein zu diesen Versuchen construirtes Pendel ist Fig. 250 abgebildet und kann recht wohl nach folgenden Dimensionen gemacht werden. Der im Centimeter getheilte Holzstab ist etwa 1^{cm} dick und 2^{cm} breit. Es sind auf demselben zwei Schneiden bei *a* und *b* eingelassen, die gerade 104^{cm} von einander entfernt sind. Zwei Linsen von Blei, deren jede ungefähr 4 Pfund wiegt (eine muß natürlich genau so schwer seyn wie die andere), sind auf Hülsen von Holz befestigt, die man auf dem Stabe verschieben und durch Schrauben an jeder Stelle des Stabes feststellen kann. Die eine Linse stellt man so, daß ihre Schärfe gerade 80, die andere so, daß ihre Schärfe 120 Centimeter von der Schneide *a* entfernt ist. Wäre der Stab gewichtlos und die Linsen schwere Punkte, so wäre der Schwingungspunkt genau bei *b*, d. h. 104^{cm} von *a*. Obgleich nun diese Bedingungen nicht ganz erfüllt sind, so liegt doch der Schwingungspunkt unseres Pendels so nahe bei *b*, daß die Differenz kaum merklich ist, denn das Gewicht des Stabes ist klein im Vergleich zur Masse der Linsen, und der Fehler, der daraus entsteht, daß man die Masse jeder Linse in ihrem Schwerpunkte vereinigt denkt, ist auch unbedeutend, wenn die Höhe derselben nicht zu groß ist.

Fig. 250.

In *a* aufgehängt, macht dieses Pendel 59 Schwingungen in 1 Minute; ebenso viel Schwingungen macht es aber in 1 Minute, wenn man es umkehrt und um *b* schwingen läßt.

Mit Hülfe höherer Rechnung läßt sich nachweisen, daß der Schwingungspunkt eines jeden physischen Pendels diese Eigenschaft haben muß, wie wir für ein aus zwei materiellen Punkten bestehendes dargethan haben.

Die Pendeluhr. Die wichtigste Anwendung, die man vom Pendel 101
macht hat, ist die Regulirung der Uhren. In jeder Uhr muß eine beschleunigende Kraft wirken, um die Bewegung hervorzubringen und zu erhalten. Nun aber ist aus dem, was über beschleunigende Kräfte gesagt wurde, klar, daß, wenn der beschleunigenden Kraft nicht eine andere gleiche Kraft oder ein Bewegungshinderniß entgegenwirkt, die Bewegung nicht gleichförmig bleiben kann, sondern daß sie, wie bei einem fallenden Körper, schneller und schneller wird. Bei unseren Wanduhren wird die beschleunigende Kraft durch Gewichte hervorgebracht, welche an einer Schnur hängen, die um eine horizontale Axe geschlungen ist. Wenn das Gewicht durch seine Schwere herabgezogen wird, wird durch die Schnur die Axe

umgedreht und dadurch das ganze Uhrwerk in Bewegung geſetzt. Die Bewegung eines fallenden Gewichtes iſt aber eine beſchleunigte, folglich würde auch die Uhr anfangs langſam, dann ſchneller und ſchneller gehen müſſen, wenn ihr Gang nicht regulirt würde, und dieſe Regulirung wird nun durch das Pendel bewerkſtelligt.

Wie das Pendel den Gang einer Uhr reguliren könne, iſt aus Fig. 251 erſichtlich. An der Axe, um welche die Schnur mit dem Gewichte angebracht iſt, iſt ein gezahntes Rad befeſtigt. Die Axe, um welche das Pendel ſchwingt, befindet ſich über dieſem Rade, und an dieſer Pendelaxe iſt ein Anker *a b* befeſtigt, welcher, je nach der Stellung des Pendels, auf der einen oder andern Seite in die Zähne des Rades eingreift. Die Figur ſtellt das Pendel gerade in der Lage vor, wo es ſeine äußerſte Stellung links hat. Das Rad, welches durch das Gewicht in der Richtung des Pfeils gedreht wird, kann aber nicht vorangehen, weil der Zahn 1 durch den Zahn *b* des Ankers aufgehalten wird; ſobald aber das Pendel zurückgeht, geht *b* in die Höhe, der Zahn 1 wird nun vorbeigelaſſen, die Bewegung des Rades wird aber doch alsbald wieder gehemmt, weil nun auf der andern Seite der Zahn *a* des Ankers niedergeht und an dieſen dann der Zahn 2 des Rades anſtößt, ſo kann alſo das Rad bei jedem Hingange um einen, und bei jedem Hergange abermals um einen Zahn weiter gehen, die Bewegung des Rades wird alſo durch die Schwingungen des Pendels regulirt.

Fig. 251.

Eine ſolche Vorrichtung nennt man eine Hemmung oder ein Echappement.

Bei Taſchenuhren iſt das Gewicht durch eine geſpannte Stahlfeder,

das Pendel aber durch die Unruhe, d. h. durch eine feine, vermöge ihrer Elasticität um ihre Gleichgewichtslage schwingende Feder ersetzt.

Einheit des Längenmaaßes. Kater stellte seine Versuche mit dem 102
Reversionspendel besonders deshalb mit so großer Genauigkeit an, weil man beabsichtigte, in England ein neues Maaßsystem einzuführen, dessen Einheit die Länge des Londoner Sekundenpendels seyn sollte.

Fast sämmtliche Längeneinheiten sind den Dimensionen des menschlichen Körpers entnommen, und ihre ursprüngliche Bestimmung hing darum auch von manchen Zufälligkeiten ab. Man kam deshalb auf die Idee, eine unveränderliche Größe der Natur zur Einheit zu nehmen. Schon Huyghens schlug dazu die Länge des Sekundenpendels vor.

Zur Zeit der französischen Revolution, als man ein neues Maaßsystem in Frankreich einführen wollte, nahm man die Idee wieder auf, allein die zur Bestimmung des neuen Systems niedergesetzte Commission, bestehend aus Borda, Lagrange, Laplace, Monge und Condorcet, wandte gegen diese Einheit ein, daß sie ein fremdes Element, nämlich die Zeit, enthielte, und entschied sich dahin, die Längeneinheit von der unveränderlichen Länge eines Erdmeridians abzuleiten.

Zu diesem Zwecke wurde durch genaue Gradmessungen die Länge des Erdmeridians ermittelt, und der 40millionste Theil desselben, also der 10millionste Theil eines Erdmeridian-Quadranten zur Längeneinheit gewählt. Diese Einheit wurde Meter genannt. Das Meter wurde in 10 Decimeter, 100 Centimeter und 1000 Millimeter getheilt.

Nach dem Längenmaaße wurde nun das Flächenmaaß, das Körpermaaß und das Gleichgewichtsmaaß bestimmt.

Das Metermaaß ist unter allen Maaßsystemen das einzige, welches wissenschaftlich begründet ist. Die einfachen Beziehungen zwischen dem Längenmaaße, dem Körpermaaße und dem Gewichte machen es in mancher Hinsicht empfehlenswerth. Bei wissenschaftlichen Untersuchungen bedient man sich auch jetzt fast überall dieses Maaßes.

Durch Vergleichung mit dem Meter sind nun aber auch alle anderen Maaße fest bestimmt. So ist z. B.

1 pariser Fuß . . . . . = 324,839^{mm},
1 preußischer oder rheinl. Fuß . . = 313,853^{mm};

demnach ist

1 pariser Zoll . . . = 27,070^{mm},
1 rheinl. Zoll . . . = 26,154^{mm}.

Variationen der Schwingungen eines Pendels. Kurz nachdem 103
Galiläi die Grundgesetze des Pendels entdeckt hatte, machte sich Huyghens durch seine trefflichen Arbeiten über das Pendel um die Wissenschaft

ſehr verdient. Er beſtimmte zuerſt genau den Schwingungspunkt des phyſiſchen Pendels, wandte das Pendel an, um den Gang der Uhren zu reguliren, und machte ſomit zuerſt eine genaue Zeitmeſſung möglich. Dieſer ausgezeichnete Gelehrte war jedoch der Meinung, daß ein Pendel an allen Orten der Erde gleich ſchnell oscilliren müſſe, was Newton beſtritt. Im Jahre 1672 machte der franzöſiſche Aſtronom Richer eine Reiſe nach Cayenne, welches nur 5 Grad nördlich vom Aequator liegt. Als er hier ſeine Pendeluhr aufſtellte, fand er, daß ſie täglich $2\frac{1}{2}$ Minuten nachging; er mußte das Pendel nahe um $\frac{5}{4}$ Linien verkürzen, um den Gang gehörig zu reguliren. Er konnte dies um ſo weniger einer Störung der Uhr während der Reiſe zuſchreiben, da die Uhr, nach Paris zurückgebracht, 148 Sekunden täglich vorging, und das Pendel deshalb wieder verlängert werden mußte.

Es war ſomit erwieſen, daß ein und daſſelbe Pendel an verſchiedenen Orten der Erde nicht gleich ſchnelle Schwingungen macht. Man ſtellte ſpäter die genaueſten Beobachtungen an verſchiedenen Orten an und beſtimmte für jeden derſelben die Länge des Sekundenpendels. Die folgende Tabelle enthält eine Reihe ſolcher von Sabine gemachten Beſtimmungen.

Orte.	Breite.	Länge des Sekundenpendels in pariſer Zollen.
St. Thomas	0° 24′ 41″	39,021
Maranham	2° 31′ 43″ S.	39,012
Ascenſion	7° 55′ 48″ S.	39,024
Sierra Leona	8° 29′ 28″ N.	39,019
Trinidad	10° 38′ 56″ N.	39,019
Bahia	12° 59′ 21″ S.	39,024
Jamaika	17° 56′ 7″ N.	39,035
New York	40° 42′ 43″ N.	39,101
London	51° 31′ 8″ N.	39,139
Drontheim	63° 25′ 54″ N.	39,174
Hammerfeſt	70° 40′ 5″ N.	39,195
Grönland	74° 32′ 19″ N.	39,203
Spitzbergen	79° 49′ 58″ N.	39,215

Das pariſer Sekundenpendel würde, an jene Orte gebracht, entweder voraneilen oder zurückbleiben, und zwar täglich um ſo viel Schwingungen, als in der folgenden Tabelle angegeben iſt.

St. Thomas	— 120
Maranham	— 129
Aſcenſion	— 116
Sierra Leona	— 121
Trinidad	— 122
Bahia	— 116
Jamaika	— 104
New York	— 30
London	+ 11
Drontheim	+ 50
Hammerfeſt	+ 73
Grönland	+ 82
Spitzbergen	+ 94

Es bedeutet hier + ein Voraneilen, — ein Zurückbleiben.

Geſtalt der Erde. Es iſt bekannt, daß die höchſten Gebirge im Ver- 104
gleich zur ganzen Erde doch nur ſehr geringe Erhebungen bilden, ungefähr ſo wie Sandkörner, welche man auf eine Kugel von 1^m Radius ſtreut. Ebenſo ſcheint es ſich mit den tiefſten Stellen des Meeres zu verhalten. Dieſe verhältnißmäßig unbedeutenden Abweichungen abgerechnet, iſt die Geſtalt der Erde regelmäßig, wenigſtens können wir ſie in unſeren Rechnungen als regelmäßig annehmen. Früher hielt man die Erde für eine Kugel, jetzt aber wiſſen wir, daß ſie an den Polen abgeplattet iſt. Wir wollen verſuchen, die Mittel, wie man dieſe Abplattung meſſen konnte, und die Urſachen derſelben im Allgemeinen anzugeben.

Wenn die ganze Erde eine feſte Maſſe wäre, ſo könnte ſie jede beliebige Geſtalt haben; wenn ſie aber ganz mit Flüſſigkeit überdeckt wäre, ſo müßte ſie nothwendig ſphäroidiſch ſeyn; weil die durch die Axendrehung erzeugte Schwungkraft an dem Aequator ſtärker auf die flüſſigen Theilchen wirkt als an den Polen, müſſen ſie ſich an dem Aequator alſo weiter vom Mittelpunkte der Erde entfernen, und daher die Abplattung an den Polen.

Nach allen Beobachtungen iſt nun die Normaloberfläche der Continente unſeres Erdballs auf dieſelbe Weiſe abgeplattet wie die Oberfläche der Meere, und daraus kann man den Schluß ziehen, daß die ganze Erde früher in flüſſigem Zuſtande war und daß ſie ſchon dieſelbe Axendrehung hatte wie jetzt, bevor ſie erſtarrte.

Um ſich eine Idee zu machen, wie es möglich iſt, die Abplattung der Erde durch geodätiſche Meſſungen nachzuweiſen, wollen wir uns irgend zwei entfernte Orte denken. Nehmen wir z. B. Dünkirchen und Formentera, welche beide auf dem Meridian von Paris liegen. Aus der Beobachtung des Himmels ergiebt ſich, daß Dünkirchen 12° 22′ 14″ nördlich

von Formentera liegt, und nach der trigonometrischen Messung ist die Entfernung beider Orte 1374438,72 Meter. Man kann danach leicht die Länge eines Meridiangrades berechnen. Wenn nun die Erde genau kugelförmig wäre, so müßte die Länge eines Meridiangrades überall gleich seyn.

Man hat mit der größten Sorgfalt Gradmessungen in verschiedenen Breiten angestellt. Die wichtigsten dieser Gradmessungen sind in Peru von Bouguer und Condamine, in Indien von Lambton, auf dem Cap der guten Hoffnung von Lacaille, in Pensylvanien von Mason und Dixen, in Italien von Lemaire und Boscovich, in Frankreich von Delambre und Mechain, an den Küsten des mittelländischen Meers von Arago und Biot, in England nahe bei Greenwich von Roy, Delambre und Mechain, in Schweden von Melanderhielm ausgeführt. Aus allen diesen Messungen läßt sich das Resultat ziehen, daß die Länge eines Erdgrades um so kleiner wird, je mehr man sich von den Polen dem Aequator nähert; daß also die Krümmung der Erde in der Richtung des Meridians am Aequator bedeutender ist als an den Polen, oder mit anderen Worten, daß die Erde an den Polen abgeplattet ist. Berechnet man nach jenen Messungen die Länge eines Erdhalbmessers für verschiedene Breiten, so findet man

den Radius des Aequators . . . = 6376984^m
den Radius eines Pols . . . . . = 6356324^m
Differenz . . . . . = 20660^m

Der mittlere Erdhalbmesser entspricht einer Breite von 45°, er beträgt 6366745^m.

105 Betrachten wir nun die oben angeführten Pendelversuche, welche an verschiedenen Orten angestellt worden, so finden wir, daß die Gestalt der Erde in einer sehr wesentlichen Relation zur Dauer der Oscillationen des Pendels steht. Das Sekundenpendel wird um so kürzer, je näher der Beobachtungsort dem Aequator liegt; das Sekundenpendel von Paris schwingt unter dem Aequator langsamer, es macht in einem Tage 126 Schwingungen weniger. Die Intensität der Schwere nimmt also mit der geographischen Breite zu, und da der Erdhalbmesser in höheren Breiten kleiner wird, so folgt aus allen diesen Beobachtungen, daß die Intensität der Schwere abnimmt, wenn man sich von dem Mittelpunkte der Erde entfernt. Dies bestätigen auch die Pendelversuche, welche man in gleichen Breiten, aber in verschiedenen Höhen über dem Niveau des Meeres anstellt.

Dies bestätigt im Allgemeinen die Richtung der Gesetze der allgemeinen Schwere, wie sie Newton aufstellte. Nach der Newton'schen Theorie zieht jedes Massentheilchen das andere an; die Kraft, welche den Stein zur Erde zieht, ist die Resultirende aller Anziehungen, welche die ein-

zelnen Molekule des Erdballs auf den Stein ausüben. Die Intensität dieser anziehenden Kraft nimmt aber ab, wenn man sich von dem Mittelpunkte der Anziehung entfernt, und zwar nimmt die Anziehung in dem Verhältnisse ab, in welchem das Quadrat der Entfernung vom Anziehungsmittelpunkte zunimmt. Nach diesem Gesetze abnehmend wirkt aber die Schwere fort bis in die unendlichen Räume des Himmels, der Mond wird durch diese Anziehung in seiner Bahn um die Erde erhalten, und ebenso bestimmt die Anziehung, welche zwischen der Masse der Sonne und derjenigen der Planeten stattfindet, die Bahnen derselben.

Aus zwei Gründen muß die Intensität der Schwere am Aequator geringer seyn als an den Polen. Erstens ist der Aequator weiter vom Mittelpunkte der Erde und dann wirkt auch die durch die Axenumdrehung der Erde erzeugte Schwungkraft der Schwere um so stärker entgegen, je mehr man sich dem Aequator nähert.

Wenn man berücksichtigt, wie die Schwungkraft nach dem Aequator hin zunimmt, und wie man sich gleichzeitig mehr vom Mittelpunkte der Erde entfernt, so kann man vom pariser Sekundenpendel ausgehend die Länge des Sekundenpendels für alle Orte der Erde berechnen. In der That ist das auf diese Weise berechnete Sekundenpendel dem an jedem Orte durch Versuche bestimmten fast gleich; jedoch finden nach den genauesten Beobachtungen noch kleine Differenzen Statt, wie man aus der folgenden Tabelle sieht. Diese Tabelle giebt an, um wie viel Schwingungen das berechnete Pendel dem durch Beobachtungen bestimmten täglich voraneilt oder gegen dasselbe zurückbleibt.

St. Thomas	+ 3,64
Maranham	— 6,18
Ascension	+ 3,16
Sierra Leona	— 1,73
Trinidad	— 5,98
Bahia	— 3,28
Jamaika	— 1,42
New York	— 0,63
London	— 0,43
Drontheim	— 2,72
Hammerfest	— 0,03
Grönland	+ 0,5
Spitzbergen	+ 4,19.

Diese Abweichungen zeigen an, daß der Boden einen wesentlichen Einfluß auf die Pendelschwingungen ausübt. Es geht daraus hervor, daß, obgleich die verschieden dichten Massen, welche die feste Erdkruste im All-

gemeinen bilden, gleichförmig vertheilt ſind, doch an einigen Stellen mehr dichte, an anderen hingegen weniger dichte Stoffe angehäuft ſind, welche die Intenſität der Schwere an dieſen Stellen vermehren oder vermindern. Dieſe lokale Heterogenität übt auch einen weſentlichen Einfluß auf das Niveau der Meere aus.

106 Die Kraft, welche einen Stein zur Erde zieht, iſt die Reſultirende aller Anziehungen, welche ſämmtliche Molekûle des Erdballs auf den Stein ausüben; kurz jedes Molekûl der ponderabeln Materie wird von allen andern angezogen. Man ſollte demnach wohl vermuthen, daß Gebirge einen weſentlichen Einfluß auf die in ihrer Nähe befindlichen Körper ausüben müßten; warum z. B. fällt ein Stein, den man an dem Abhange eines Berges herabfallen läßt, nicht nach der Mitte des Gebirges hin? ja man könnte ſich wundern, daß nicht die Mauern eines Gebäudes ſchon eine ſolche Wirkung ausüben. Wenn man aber bedenkt, daß das größte Gebirge doch nur ein Sandkorn im Vergleich gegen die Erde iſt, ſo findet man dies ſehr begreiflich. Gebirge können im günſtigſten Falle einen Körper nur äußerſt wenig von der Normalrichtung des freien Falles ablenken, wenn aber eine ſolche Ablenkung ſtattfindet, ſo liegt darin ein neuer Beweis dafür, daß die Schwere eine allgemeine Kraft iſt, welche auf alle Materie wirkt.

Bouguer war der Erſte, welcher die Idee hatte, in der Anziehung der Gebirge einen Beweis für die allgemeine Anziehung der Materie zu ſuchen. Wenn ſie wirken, ſo müſſen ſie auch das Bleiloth ablenken. Aber wie erkennt man eine Ablenkung des Bleilothes? Dieſelbe Urſache, welche ſeine Richtung ändert, verändert auch die Richtung der freien Oberfläche der Gewäſſer, kurz auf der Erde werden wir keinen Anhaltspunkt für eine ſolche Vergleichung finden. Wir müſſen alſo zu den Geſtirnen unſere Zuflucht nehmen, und am Himmel müſſen wir eine feſte Richtung ſuchen. An den Abhängen des Chimboraſſo ſtellte Bouguer ſeine Beobachtungen an, bei welchen er mit außerordentlichen Schwierigkeiten zu kämpfen hatte. Er fand in der That eine Ablenkung des Bleilothes von 7″ bis 8″. Jene vulkaniſchen Gebirge haben in ihrem Inneren unſtreitig große Höhlungen, welche die Anziehung bedeutend vermindern.

Seit Bouguer wurden dieſe Verſuche an verſchiedenen Orten wiederholt. Maskelyne wiederholte ſie im Jahre 1772 mit großer Sorgfalt am Fuße der Shehallien in Schottland und fand eine Ablenkung von 54″. Es iſt dadurch unwiderleglich dargethan, daß die Gebirge wirklich das Bleiloth ablenken und daß die Größe der Ablenkung von ihrem Volumen und der Natur der Subſtanzen abhängt, aus welchen ſie beſtehen. Maskelyne hatte dieſe Verſuche angeſtellt, um daraus ein Verhältniß der Maſſe der ganzen Erde zur Maſſe des Gebirges abzuleiten. Er berechnete auf dieſe Weiſe, daß die mittlere Dichtigkeit der Erde 4,56 ſey.

Im Jahre 1824 machte Carlini ähnliche Versuche am Mont Cenis und gelangte fast zu demselben Resultate.

Endlich verdanken wir Cavendish noch eine andere Bestimmungsmethode der mittleren Dichtigkeit der Erde. Sein Apparat scheint der genaueste zu seyn, den man zu dieser Untersuchung nur anwenden kann. Die erste Idee seiner Construction verdanken wir Michell, einem Mitgliede der königlichen Societät zu London. Michell, welcher die Zeit nicht hatte, die Versuche anzustellen, und sein nahes Ende erwartete, vermachte ihn Wollaston, Professor in Cambridge, und dieser schenkte ihn Cavendish, welcher schon zu den ersten Physikern Englands gezählt wurde.

Die Idee, welche diesem Apparate zu Grunde liegt, ist folgende: Eine große Kugel von Metall, welche etwa 20 Fuß Durchmesser hat, würde nicht im Stande seyn, das Bleiloth abzulenken, da ja ganze Gebirge dies kaum bewirken. Wenn man aber anstatt des vertikalen Fadens einen horizontalen Hebel, welcher genau ins Gleichgewicht gebracht und sehr leicht beweglich ist, der Kugel in der Horizontalebene ihres Mittelpunktes nähert, so würde die Anziehung der Kugel den Hebel drehen, da ja ihre Wirkung der Wirkung der Schwere durchaus nicht entgegengesetzt ist. Dieser horizontale Hebel würde also eine Art Pendel bilden, welches durch die Anziehung der Kugel in Schwingungen versetzt wird, gerade so wie ein gewöhnliches Pendel in Folge der Wirkung der Erde oscillirt. Brächte man nun an beiden Enden des Hebels solche Kugeln an, so würde der Effect verdoppelt. Wenn also nur der Hebel hinlänglich leicht beweglich ist und die Kugeln groß genug sind, so kann man auf diese Weise jedenfalls die gegenseitige Anziehung der Materie nachweisen und im Kleinen an den Metallkugeln dasselbe darstellen, was auf der Erdkugel im Großen vor sich geht.

Fig 252.

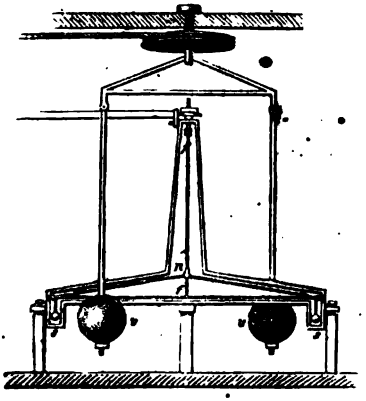
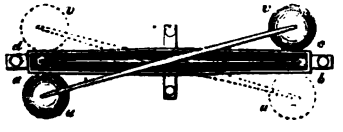


Fig. 253.



Der Apparat von Cavendish ist in Fig. 252 und Fig. 253 dargestellt. Fig. 253 ist der Grundriß. *u* und *v* sind die beiden Metallkugeln. Jede derselben wog 157,925^{kg}. *a b c d* stellt den Durchschnitt eines Kastens dar, in welchem der bewegliche Hebel eingeschlossen ist, um ihn

vollſtändig gegen die Einwirkung von Luftſtrömungen zu ſchützen. s und s' ſind zwei kleine Kugeln, welche an den Enden des Hebels aufgehängt ſind.

Fig. 252 ſtellt den Aufriß dar; dieſelben Buchſtaben bezeichnen dieſelben Dinge. Hier ſieht man, wie die kleinen Kugeln an einem Silberfaden aufgehängt ſind, welcher durch die Enden des Hebels hindurchgehend in n an dem vertikalen Silberdrahte ff' befeſtigt iſt, welcher ſtark genug iſt, um den Hebel ſammt den kleinen Kugeln zu tragen.

Der Widerſtand dieſes Drahtes gegen eine Drehung iſt die einzige Kraft, welche der Drehung des Hebels entgegenwirkt. Die beiden Maſſen u und v ſelbſt ſind an Eiſenſtangen aufgehängt, ſie ſind um eine feſte vertikale Axe drehbar, welche mit der Richtung von ff' zuſammenfällt, und können nach und nach aus der Stellung uv in die Lage $u'v'$ gebracht werden. Dieſe Drehung wird von außen her bewerkſtelligt. Der ganze Apparat iſt in eine Kammer ohne Fenſter und Thüren eingeſchloſſen, welche durch eine kleine Oeffnung mittelſt einer Lampe erleuchtet wird, die ſich außerhalb der Wände befindet, damit die innere Luft nicht erwärmt wird. Die Bewegungen werden durch ein Fernrohr beobachtet.

Wenn Alles in Ruhe iſt und wenn die Maſſen ſich in derjenigen Stellung befinden, in welcher ſie gar nicht wirken, d. h. wenn die Verbindungslinie der beiden Kugeln rechtwinklig zu dem beweglichen Hebel iſt, werden ſie in die Lage der Figur 253 gebracht. Alsbald beginnt der Hebel ſich zu drehen, weil jede der beiden Kugeln s und s' angezogen wird; weil die Drehung des Silberdrahtes ff' dieſer Bewegung entgegenwirkt, ſo oscillirt der Hebel um eine beſtimmte Gleichgewichtslage, deren Dauer man beobachten muß. Man weiß alſo nun, nachdem man die Reſultate in Beziehung auf die Torſion des Drahtes corrigirt hat, was für Oscillationen eine Bleimaſſe von 157,925^{kg} an einem Pendel von bekannter Länge in einer bekannten Entfernung hervorbringen kann. Aus der Vergleichung dieſer Oscillationen mit den Schwingungen eines gewöhnlichen Pendels läßt ſich nun auch ein Schluß auf die Kräfte machen, welche dieſe Oscillationen hervorbringen und danach auch die mittlere Dichtigkeit der Erde beſtimmen.

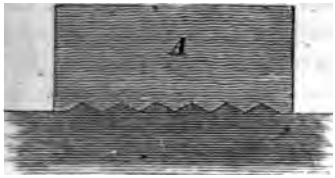
107 **Hinderniſſe der Bewegung.** Ein ſchon mehrfach beſprochener Widerſtand, welcher faſt auf alle Bewegungen einen bedeutenden Einfluß ausübt, iſt die Reibung. Um eine nur etwas große Laſt auf einer horizontalen Ebene fortzuſchleifen, iſt ein bedeutender Kraftaufwand nöthig, welcher lediglich von den Reibungswiderſtänden herrührt. Wäre die Ebene ſowohl, auf welcher die Laſt fortgeſchleift werden ſoll, als auch die Unterflächen der Laſt ſelbſt abſolut hart und glatt (was in der Natur nie der Fall iſt), ſo könnte die kleinſte Kraft die größte Laſt in Bewegung ſetzen,

und einmal angeſtoßen müßte ſich die Laſt mit gleichförmiger Geſchwindigkeit auf der horizontalen Ebene fortbewegen.

Die Reibung rührt unſtreitig daher, daß die Erhabenheiten einer jeden der über einander hingleitenden Flächen in die Vertiefungen der anderen eingreifen. Wenn nun Bewegung ſtattfinden ſoll, ſo müſſen entweder die hervorragenden Theilchen von der Maſſe ihres Körpers abgeriſſen, oder der eine Körper muß fortwährend über die Unebenheiten hinweggehoben werden. Erſteres findet Statt, wenn reibende Flächen ſehr rauh ſind, oder wenn es auch nur eine derſelben iſt. Wenn jedoch die reibenden Flächen möglichſt geglättet ſind, ſo findet faſt ausſchließlich die zuletzt erwähnte Wirkungsweiſe Statt.

Die beiſtehende Figur 254 ſoll dazu dienen, die Art und Weiſe zu verſinnlichen, wie Widerſtand der Bewegung entſteht, wenn ein Körper über kleine Unebenheiten hinweggehoben werden muß. Das Heben des Körpers *A* geſchieht dadurch, daß die tiefſten Punkte der Hervorragungen von *A* auf den Gipfel der Unebenheiten der Unterlage hinaufgezogen werden müſſen, von wo ſie alsbald wieder heruntergleiten, worauf dann dieſelbe Hebung und Senkung wieder ſtattfindet. Der Widerſtand, welcher ſich hier der Bewegung *A* entgegenſetzt, iſt alſo kein anderer als der, welcher überwunden werden müßte, um ihn auf einer abſolut glatten, ſchiefen Ebene hinaufzuziehen.

Fig. 254.



Wenn dieſe Anſicht von der Reibung richtig iſt, ſo müſſen ſich die daraus abgeleiteten Geſetze durch den Verſuch beſtätigen laſſen.

Um die Reibung zu überwinden, muß man, gerade wie wenn man den Körper eine ſchiefe Ebene hinaufziehen will, eine Kraft anwenden, welche einem aliquoten Theile der Laſt gleich iſt. Die Zahl, welche das Verhältniß dieſer Kraft zur Laſt angiebt, heißt Reibungscoëfficient. Er hängt natürlich von der Eigenthümlichkeit der reibenden Flächen ab und kann nur durch den Verſuch beſtimmt werden. Wollte man z. B. auf einer horizontalen Unterlage von Eiſen, etwa auf einer Eiſenbahn, eine Laſt von 1 Centner fortſchleifen, ſo würde, wenn die Unterfläche der Schleife ebenfalls aus Eiſen beſteht, eine Kraft von 27,7 Pfunden nöthig ſeyn, d. h. derſelbe Kraftaufwand, als ob man 27,7 Pfund vertikal heben wollte. Wenn ſich Eiſen auf Eiſen reibt, ſo beträgt alſo der Reibungswiderſtand 27,7 Procent, der Reibungscoëfficient iſt alſo für dieſen Fall 0,277. Um die Reibungscoëfficienten für verſchiedene Körper zu ermitteln, kann man eine Vorrichtung, wie Fig. 12, anwenden. Das Brett *RS* bringt man in die horizontale Lage. Geſetzt, dieſes Brett ſey von

Eichenholz; man lege einen Klotz von Eichenholz darauf, dessen untere Fläche ebenfalls wohl geglättet seyn muß, welcher 1000 Gramm wiegt; an diesem Klotze ist eine Schnur befestigt, welche, wie bei den Versuchen über die schiefe Ebene, um eine Rolle geschlungen ist und eine leichte Schale trägt. Das Gewicht der Schale wird nicht im Stande seyn, Bewegung hervorzubringen; man muß Gewichte auflegen, und erst, wenn das Gewicht der Schale und der Gewichte zusammen 418 Gramm beträgt, wird die Bewegung eben beginnen. Es ergiebt sich aus diesem Versuche der Reibungscoëfficient für Eichen auf Eichen 0,418.

Aendert man die Substanz des in Bewegung zu setzenden Körpers sowohl als die Unterlage, so kann man die Reibungscoëfficienten für verschiedene Körper ausmitteln. Die folgende Tabelle enthält einige der in der Praxis wichtigsten Reibungscoëfficienten.

Eisen auf Eisen	0,277
Eisen auf Messing	0,263
Eisen auf Kupfer	0,170
Eichen auf Eichen	0,418 = / 0,273 +
Eichen auf Kiefern	0,667
Kiefern auf Kiefern	0,562.

Durch eine zweckmäßige Schmiere kann der Reibungswiderstand noch verringert werden. Für Metalle ist Oel, für Holz hingegen Talg das beste Schmiermittel.

Bei Hölzern ist es nicht gleichgültig, wie die Fasern laufen; die Reibung ist nämlich bei gekreuzten Fasern (+) viel geringer als bei parallelen (=).

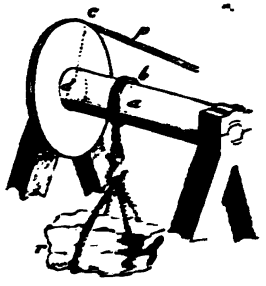
Aus dem bisher Gesagten ergiebt sich unmittelbar, daß die Reibung stets der Last proportional ist. Hätte man bei dem oben beschriebenen Versuche einen Eichenklotz von 2000 Grammen angewendet, so hätte man 836 Gramm an die Schnur hängen müssen, um die Reibung zu überwinden.

Die Größe der reibenden Flächen kann nach den entwickelten Ansichten keinen Einfluß auf die Größe der Reibung haben. Auch dies läßt sich durch den Versuch bestätigen. Gesetzt, der Eichenklotz habe Seitenflächen von verschiedener Größe, so wird man keinen Unterschied im Resultate finden, man mag den Klotz mit der einen oder mit der andern Fläche auflegen.

Die eben besprochene Art der Reibung wird mit dem Namen der gleitenden Reibung bezeichnet, um sie von der wälzenden Reibung zu unterscheiden, die wir gleich näher betrachten werden. Gleitende Reibung findet unter anderen auch überall da Statt, wo Zapfen in ihren Pfannen gedreht werden; um in diesem Falle den Effect der Reibung bequemer in

Rechnung bringen zu können, braucht man nur zu bedenken, daß ſie gerade ſo wirkt wie ein entſprechendes Gewicht, welches an einer um dieſelbe Axe geſchlungenen Schnur hängt. Unterſuchen wir z. B. den Effect der Reibung an dem ſchon öfter betrachteten Haspel. Das Gewicht des Wellbaumes ſelbſt mit Allem, was daran befeſtigt iſt, betrage 75 Pfd., der zu hebende Stein wiege 100 Pfd., alſo die am Umfange des Rades wirkende Kraft 25 Pfd., ſo iſt der Geſammtdruck, welchen die Zapfenlagen auszuhalten haben, $75 + 100 + 25 = 200$ Pfund. Wenn die Zapfenlager von Meſſing, die Zapfen aber von Eiſen ſind, ſo beträgt der Reibungswiderſtand, welcher am Umfange der Zapfen wirkt, 26,3 Procent, der Effect der Reibung iſt alſo derſelbe, als ob man ſtatt ihrer um den Zapfen eine Schnur in derſelben Richtung geſchlungen hätte, wie das Seil, welches die Laſt trägt, und an dieſer Schnur ein Gewicht $200 \times 0{,}263$ oder 52,6 Pfd. angehängt hätte, oder als wenn die am Umfange des Wellbaumes wirkende Laſt um $\frac{52{,}6}{5}$ oder 10,5 Pfd. größer geweſen wäre, vorausgeſetzt nämlich, daß der Durchmeſſer der Zapfen 1/5 vom Durchmeſſer des Wellbaumes iſt. Es würden alſo bei dieſem Haspel circa 10 Procent der [illegible] für die Ueberwindung des Reibungswiderſtandes verloren.

Fig. 255.



Es bleibt jetzt noch die [illegible] zu betrachten. Wälzende Reibung findet [illegible]. Eine Kugel, ein

Fig. 256.

[illegible] werden. [illegible] wird er ſich um den [illegible] bis e gehoben hat.

weitem kleiner als die Höhendifferenz von c und b. Denken wir uns um den Mittelpunkt d einen Kreisbogen durch die Punkte a und b gezogen, so wird der tiefste Punkt dieses Bogens ebenso tief unter b liegen als d unter e. Da aber der tiefste Punkt des Bogens $a\,b$ noch immer hoch über c liegt, so übersieht man leicht, daß bei der wälzenden Reibung die eliminirende Hebung und Senkung des Schwerpunktes weit geringer ist als bei der gleitenden. Man übersieht aber auch, daß hier der Reibungswiderstand wesentlich vom Halbmesser des sich wälzenden Körpers abhängt. Je größer dieser Halbmesser ist, um so geringer ist der Widerstand. Im Uebrigen ist auch hier der Widerstand der Last proportional.

Bei einem Wagenrade findet wälzende Reibung am Umfange des Rades, gleitende Reibung aber an den Axen Statt. Beide Widerstände werden um so geringer, je größer der Durchmesser der Räder ist.

Bei der gleitenden Reibung sowohl als bei der wälzenden ist übrigens auch noch die Adhäsion von bedeutendem Einflusse.

Zweites Kapitel.

Principien der Hydrodynamik.

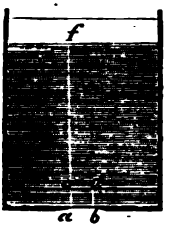
108 Die Hydrodynamik betrachtet in möglichster Allgemeinheit die Bewegungsgesetze der Flüssigkeiten und bildet also eine der wichtigsten Branchen der rationellen Mechanik. Wir müssen uns hier beschränken, die Grundsätze der Hydrodynamik zu entwickeln, so weit sie sich experimentell beweisen und durch einfache Betrachtungen ableiten lassen.

Toricelli's Theorem. Wenn man in die Seitenwand oder in den Boden eines mit einer Flüssigkeit gefüllten, oben offenen Gefäßes eine Oeffnung macht, welche im Vergleich mit den Dimensionen des Gefäßes klein ist, so strömt die Flüssigkeit mit einer Geschwindigkeit aus, welche um so größer ist, je tiefer sich die Oeffnung unter dem Spiegel der Flüssigkeit befindet. Der Zusammenhang zwischen Ausflußgeschwindigkeit und Druckhöhe läßt sich am einfachsten auf folgende Weise ausdrücken: Die Ausflußgeschwindigkeit ist gerade so groß wie die Geschwindigkeit, welche ein freifallender Körper erlangen würde, wenn er von dem Spiegel der Flüssigkeit bis zur Ausflußöffnung herabfiele.

Dieser Satz ist unter dem Namen des Toricelli'schen Theorems bekannt. Er läßt sich durch folgende Schlußweise ableiten.

Wenn die Flüssigkeitsschicht $a\,b\,c\,d$, Fig. 257, welche sich unmittelbar über der Oeffnung $a\,b$ befindet, frei herabfiele, ohne durch die über ihr lastende Flüssigkeit beschleunigt zu seyn, so würde sie die Oeffnung mit derjenigen Geschwindigkeit verlassen, welche der Höhe $a\,c$ entspricht, die wir mit h bezeichnen wollen. Diese Geschwindigkeit ist $c = \sqrt{2\,g\,h}$ (S. 189). Nun aber ist die ausströmende Schicht nicht bloß durch ihre eigene Schwere beschleunigt, sondern durch die Schwere der ganzen auf ihr lastenden Flüssigkeit. Die beschleunigende Kraft der Schwere g verhält sich demnach zur beschleunigenden Kraft g', welche die flüssigen Theilchen wirklich austreibt, wie $a\,c$ zu $a\,f$ oder wie h zu s, wenn die Druckhöhe mit s bezeichnet wird, d. h.

Fig. 257.



$$h : s = g : g',$$

und also ist die auf die ausfließende flüssige Schicht wirkende beschleunigende Kraft $g' = \frac{g}{h}\,s$. Wenn aber die beschleunigende Kraft, welche auf die ausfließende Schicht wirkt, nicht g, sondern g' ist, so ist auch die Ausflußgeschwindigkeit $c' = \sqrt{2\,g'\,h}$, und wenn wir in diesen Werth von c' den eben abgeleiteten Werth von g' setzen, so erhalten wir für die Ausflußgeschwindigkeit den Werth

$$c' = \sqrt{2\,g\,s}.$$

Dies ist aber dieselbe Geschwindigkeit, welche ein Körper erlangt, wenn er eine Höhe s frei durchfällt.

Aus diesem Satze folgt unmittelbar:

1) Die Ausflußgeschwindigkeit hängt nur von der Tiefe der Oeffnung unter dem Niveau, aber nicht von der Natur der Flüssigkeit ab. Bei gleichen Druckhöhen muß also Wasser und Quecksilber gleich schnell ausfließen. Jede Quecksilberschicht wird zwar durch einen Druck ausgetrieben, welcher 13,6mal so groß ist als beim Wasser, dagegen ist aber auch die Masse eines Quecksilbertheilchens, welches ausfließt, 13,6mal größer als die eines gleich großen Wassertheilchens.

2) Die Ausflußgeschwindigkeiten verhalten sich wie die Quadratwurzeln der Druckhöhen. Aus einer Oeffnung, welche 100 Zoll unter dem Wasserspiegel liegt, muß also das Wasser mit 10mal größerer Schnelligkeit ausfließen als aus einer andern, welche nur 1 Zoll unter dem Niveau liegt.

Um das Toricelli'sche Gesetz durch das Experiment zu prüfen, wen- 109
det man Gefäße an, deren Rauminhalt bedeutend ist im Vergleiche zu der Größe der Oeffnung. Die Oeffnungen selbst müssen in ganz dünne

Metallblättchen gemacht ſeyn, welche man in die Seitenwand oder in den Boden des Gefäßes einſetzen kann; denn wenn die Oeffnungen ſich in einer dicken Wand befänden, ſo würde die Ausflußgeſchwindigkeit zu ſehr durch die Reibung an den Wänden der Oeffnung vermindert werden. Beſonders zweckmäßig zu Verſuchen über den Ausfluß von Flüſſigkeiten iſt der Fig. 258 abgebildete Apparat.

Das Reſervoir beſteht aus einem cylindriſchen Blechgefäße, welches ungefähr $2\frac{1}{2}'$ hoch iſt und $1'$ Durchmeſſer hat; mit dem Gefäße communicirt eine Glasröhre, in welcher die Flüſſigkeit ſo hoch ſteht als im Gefäße ſelbſt. Die Höhe des Waſſerſtandes kann man an einem getheilten Stabe ableſen, welcher ſich dicht neben der Glasröhre befindet. Die Abtheilungen des Stabes in der Figur ſtellen Zolle dar. In der Seitenwand des Gefäßes befinden ſich zwei Oeffnungen, m und n, die oberſte derſelben liegt 4 Zoll, die untere 16 Zoll unter dem Nullpunkte der Scala. Eine dritte Oeffnung befindet ſich im Boden des Gefäßes. Damit durch dieſe Oeffnung das Waſſer abfließen kann, muß ſich in der Mitte des Tiſchchens, auf welchem der Apparat ſteht, ein Loch befinden. Eine vierte

Fig. 258.

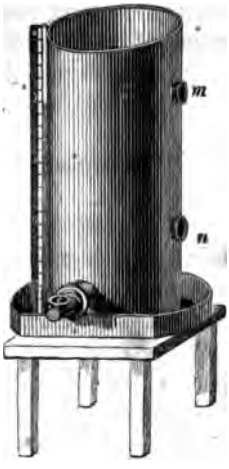
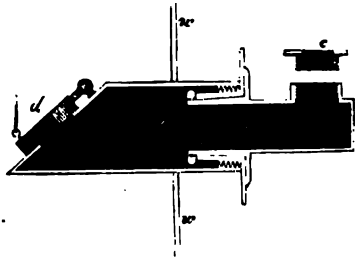


Fig. 259.



Oeffnung iſt bei c angebracht. Dieſe Oeffnung befindet ſich in einer kurzen horizontalen Röhre, welche um ihre Axe drehbar iſt, ſo daß man dem ausfließenden Strahle jede beliebige Neigung gegen die Horizontale geben kann.

Die Einrichtung dieſes zuletzt beſprochenen Theiles an unſerm Apparate iſt aus Fig. 259 deutlicher zu erſehen. Durch die Gefäßwand w geht eine $1\frac{1}{2}$ bis 2 Zoll weite Röhre a hindurch, welche mit einer am Rande ge-

theilten Scheibe endigt. In der Röhre *a* steckt eine zweite, etwas engere, *b*, welche um ihre Axe drehbar ist. In der Seitenwand dieser Röhre *b* wird die dünne Metallplatte mit der Ausflußöffnung *c* eingeschraubt. Je nachdem man nun die Röhre *b* dreht, kann man machen, daß die Oeffnung vertikal nach oben oder nach unten, daß sie horizontal gerichtet ist, oder daß sie jede beliebige Zwischenlage hat; die am Ende der Röhre *a* angebrachte getheilte Scheibe dient dazu, um die Stellung der Ausflußöffnung stets genau angeben zu können.

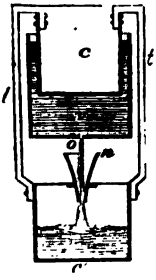
Der Ausfluß bei *m* und *n*, Fig. 258, geschieht ebenfalls durch Oeffnungen in dünnen Metallplatten, welche ebenso angeschraubt werden wie die Oeffnung bei *c*.

Durch die Klappe *d* kann der Zufluß des Wassers zur Oeffnung *c* nach Belieben unterbrochen und wieder hergestellt werden. Auf ähnliche Weise ist auch durch Klappen das Wasser von den Oeffnungen bei *m* und *n*, Fig. 258, so wie von der Oeffnung im Boden abgehalten. Jede dieser Klappen kann durch eine Schnur gehoben werden, wenn das Wasser durch die ihr entsprechende Oeffnung ausfließen soll.

Wenn man Ausflußversuche bei unveränderter Druckhöhe anstellen will, so muß man dafür sorgen, daß oben stets so viel Wasser in das Reservoir zufließen kann, als durch die Ausflußöffnung abfließt. Man erreicht dies am einfachsten dadurch, daß man aus einem zweiten Gefäße Wasser in das Reservoir zufließen läßt und den Zufluß durch einen Hahn regulirt.

Es sind hier noch einige Einrichtungen zu erwähnen, welche dazu dienen, eine constante Druckhöhe zu erhalten.

Fig. 260.

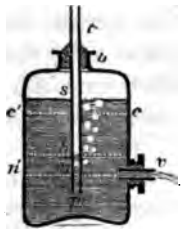


Der Schwimmer von Prony ist in Fig. 260 dargestellt. Im Ausflußgefäße *v* schwimmt ein Kasten *c*, an welchem vermittelst der Stäbe *t* ein zweiter Kasten *c'* hängt, der sich unter der Oeffnung von *v* befindet. Alles Wasser, welches aus *v* fließt, gelangt durch den Trichter *n* in das untere Gefäß *c'*. Bei diesem Arrangement bleibt das Niveau in *v* unverändert, denn wenn aus dem Gefäße *v* eine bestimmte Wassermasse ausfließt, so wird der Kasten *c'* um das Gewicht derselben schwerer, und der Kasten *c* muß demnach gerade um so viel tiefer einsinken, daß er genau den Raum des ausgeflossenen Wassers wieder einnimmt.

Das Mariotte'sche Gefäß. Eine Röhre *t*, Fig. 261 (a. f. S.), welche durch den den Hals eines Gefäßes verschließenden Kork hindurchgeht, kann nach Belieben in die Höhe gezogen und niedergedrückt werden. Wenn das untere Ende dieser Röhre tiefer ist als die Ausflußöffnung *v*, wenn es sich etwa in *p* befindet, und wenn die Röhre bis zu derselben

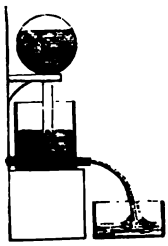
Höhe mit Wasser gefüllt ist wie das Gefäß, so fließt das Wasser bei v aus, dabei aber sinkt das Wasser in der Röhre sehr rasch bis zu dem Punkte n, welcher mit v in gleicher Höhe liegt. Von diesem Augenblicke an hört der Ausfluß auf, vorausgesetzt, daß die Oeffnung v nicht so groß ist, daß hier Luftblasen eindringen können. Der Grund ist leicht einzusehen; der Druck der atmosphärischen Luft, welche bei n auf das Wasser im Gefäße drückt, hält der über n befindlichen Wassermasse und der Spannkraft der im oberen Theile des Gefäßes sich befindenden, etwas verdünnten Luft das Gleichgewicht. Zieht man nun die Röhre in die Höhe, so daß sich ihr unteres Ende bei h befindet, so beginnt augenblicklich der Ausfluß wieder, und zwar mit einer constanten Geschwindigkeit, welche der Druckhöhe $n\,h$ entspricht, denn dem Drucke der ganzen Wassermasse, welche sich über h befindet, wird durch den Druck der Luft das Gleichgewicht gehalten. Während das Wasser bei v ausfließt, steigen von h beständig Luftblasen durch das Wasser in den oberen Theil des Gefäßes. Sobald das Niveau des Wassers im Gefäße bis h gesunken ist, hört die Beständigkeit der Ausflußgeschwindigkeit auf, sie nimmt von diesem Augenblicke an fortwährend ab.

Fig. 261.



Auf demselben Principe beruht die Einrichtung des Fig. 262 dargestellten Apparates. Aus dem Gefäße B kann nur dann Wasser ausfließen, wenn bei o Luftblasen eindringen können. Die Oeffnung o aber ist gerade im Niveau des im Gefäße A befindlichen Wassers. Sobald nur etwas Wasser aus A fließt, wird die Oeffnung o von Wasser frei, es können Luftblasen in das Gefäß B eindringen, und also wird der Verlust an Wasser augenblicklich wieder ersetzt. Zuviel Wasser kann aber aus B nicht zufließen, weil aller Zufluß sogleich wieder aufhört, wenn die Oeffnung o wieder durch Wasser verschlossen ist.

Fig. 262.



Eine dieser ähnliche Vorrichtung wird häufig angewandt, um das Oel in Lampen auf constantem Niveau zu erhalten.

Gehen wir nun zur experimentellen Prüfung des Toricelli'schen Ausflußgesetzes über.

110 Um die Ausflußgeschwindigkeit durch den Versuch zu bestimmen, ist es am einfachsten, einen vertikal aufsteigenden oder einen in horizontaler Richtung aus dem Gefäße hervorspringenden Strahl zu beobachten. Wir wollen zuerst den aufwärts steigenden Strahl betrachten.

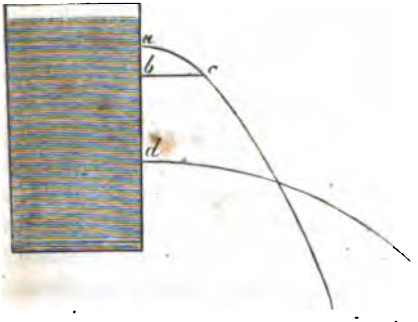
Wenn das Wasser aus der Oeffnung *o*, Fig. 263, mit derselben Geschwindigkeit hervorspringt, als ob es vom Wasserspiegel im Gefäße bis zur Höhe der Oeffnung *o* herabgefallen wäre, so muß der Wasserstrahl auch wieder bis zur Höhe des Spiegels steigen. Man kann den Versuch sehr leicht mit Hülfe des Apparates Fig. 265. anstellen, wenn man das Wasser aus der Oeffnung *c* fließen läßt; man wird aber dabei finden, daß der aufsteigende Wasserstrahl bei weitem nicht die Höhe erreicht, welche man hätte erwarten sollen.

Fig. 263.

Daß der Wasserstrahl die theoretische Höhe nicht erreicht, daran sind jedoch nur die Bewegungshindernisse Schuld; den wesentlichsten Einfluß übt das vom Gipfel wieder herabfallende Wasser aus, indem es das freie Aufsteigen des nachfolgenden Wassers hindert; deshalb steigt auch der Strahl augenblicklich höher, sobald man die Ausflußöffnung so wendet, daß der ausfließende Strahl einen ganz kleinen Winkel mit der Vertikalen macht, daß also das Wasser neben dem aufsteigenden Strahle herabfällt. In diesem Falle kann unter günstigen Umständen, d. h. wenn möglichst wenig Reibung stattfindet, der Strahl eine Höhe erreichen, welche 0,9 der Druckhöhe ist. Daß die theoretische Höhe nicht ganz erreicht wird, daran ist die unvermeidliche Reibung an den Wänden und der Luftwiderstand Schuld.

Ein in horizontaler Richtung ausfließender Wasserstrahl beschreibt eine Parabel, deren Gestalt von der Ausflußgeschwindigkeit abhängt. Gesetzt, die Oeffnung *a*, Fig. 264, befände sich 4″ oder $\frac{1}{3}$ Fuß unter dem Wasserspiegel, so ist nach dem Toricelli'schen Gesetze die Ausflußgeschwindigkeit $\sqrt{2.30.\frac{1}{3}} = 4{,}47'$. Wenn also ein Wassertheilchen in irgend einem Momente die Oeffnung verläßt, so wird es nach einer Sekunde 4,47′ weit von der vertikalen Gefäßwand, in $\frac{2}{10}$ Sekunden also schon $0{,}894' = 10{,}7''$ weit von derselben entfernt seyn. In 0,2 Sekunden fällt das Wasser aber 7,2″ herab (man findet dies, wenn man für *t* den Werth 0,2 in die Gleichung $s = \frac{g}{2} t^2$ und $g = 30'$ setzt); wenn

Fig. 264.



man demnach von der Oeffnung a vertikal herunter die Länge $a\,b = 7{,}2''$ abmißt, ſo muß eine von b aus horizontal nach dem Waſſerſtrahle gezogene Linie $b\,c$ denſelben in einer Entfernung von 10,7″ treffen. Beim Verſuche wird man freilich wegen der Reibung $b\,c$ etwas kleiner finden als 10,7″.

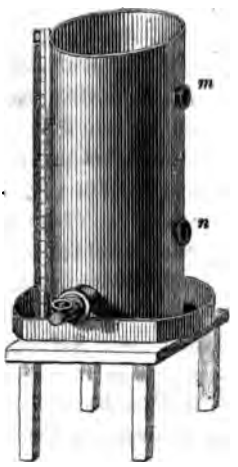
Wenn man auf einem etwas großen Papiere die paraboliſche Bahn des Strahles nach der theoretiſchen Ausflußgeſchwindigkeit conſtruirt, ſo kann man die conſtruirte Bahn mit der wirklichen ſehr gut vergleichen, wenn man das Papier dicht hinter den ausfließenden Strahl hält.

Aus einer zweiten Oeffnung d, Fig. 264, welche 16″ unter dem Waſſerſpiegel liegt, muß nach der Theorie der Strahl mit einer Geſchwindigkeit ausfließen, welche doppelt ſo groß iſt als die Ausflußgeſchwindigkeit bei a; wenn man alſo von d aus 7,2″ herunter mißt und dann eine horizontale Linie nach dem Strahle gezogen denkt, ſo muß ſie denſelben in einer Entfernung von 21,4″ treffen.

Wäre die Oeffnung a 1 Decimeter unter dem Waſſerſpiegel, ſo wäre die Ausflußgeſchwindigkeit in franz. Maaß $\sqrt{2 \cdot 9{,}8 \cdot 0{,}1} = 1{,}4^m$ und für die Fallhöhe $a\,b = 0{,}196^m$, welche einer Fallzeit von 0,2″ entſpricht, ergiebt ſich $b\,c = 0{,}28$.

Die hier angedeuteten Verſuche laſſen ſich ſehr gut mit dem Apparate Fig. 265 anſtellen. Man hat das Behälter nur ſo weit mit Waſſer zu füllen, daß das Niveau mit dem Nullpunkte des getheilten Stabes zuſammenfällt; alsdann iſt die eine Seitenöffnung 10, die andere 40 Centimeter unter dem Waſſerſpiegel, wie wir bei der Berechnung der obigen ſpeciellen Fälle angenommen hatten.

Fig. 265.



111 Die Waſſermenge, welche aus einer Oeffnung in einer gegebenen Zeit hervorſpringt, hängt offenbar von der Größe der Oeffnung und der Ausflußgeſchwindigkeit ab. Wenn alle Waſſertheilchen die Oeffnung mit der Geſchwindigkeit paſſirten, welche, nach dem Toricelli'ſchen Theorem, der Druckhöhe entſpricht, ſo würde die in einer Sekunde ausfließende Waſſermenge einen Cylinder bilden, deſſen Baſis gleich der Oeffnung und deſſen Höhe gleich dem Wege iſt, den ein Waſſertheilchen vermöge ſeiner Geſchwindigkeit in einer Sekunde zurücklegt. Dieſer Weg iſt aber die Ausflußgeſchwindigkeit ſelbſt, alſo

$\sqrt{2gs}$, und wenn wir also den Flächeninhalt der Oeffnung mit f bezeichnen, so ist die Ausflußmenge in einer Sekunde

$$m = f \cdot \sqrt{2gs}.$$

Nehmen wir an, die Oeffnungen, welche bei m und n, Fig. 265, angeschraubt worden sind, seyen kreisförmig; der Durchmesser des Kreises sey 2‴, so ist der Flächeninhalt der Oeffnung $f = 3{,}14$ Quadr.‴ $= 0{,}0216$ Quadr.″; wenn die Druckhöhe 4″ ist, so ist, wie wir schon berechnet haben, die Ausflußgeschwindigkeit 4,47′ $= 53{,}64$″, also

$$m = 53{,}64 \,.\, 0{,}0216 = 1{,}1586 \text{ Kub.-Zoll.}$$

In einer Minute müßten also 69,52 Kub.-Zoll oder $5\frac{1}{2}$ Kub.-Zoll mehr als 1 preuß. Quart ausfließen.

Eine gleich große Oeffnung, welche 16 Zoll unter dem Wasserspiegel liegt, müßte in einer Minute doppelt so viel, also 2 Quart und 11 Kub.-Zoll Wasser geben.

Stellt man den Versuch an, so findet man, daß die obere Oeffnung nur ungefähr 44,5 Kub.-Zoll, die untere aber nur 89 Kub.-Zoll oder 1 Quart 25 Kub.-Zoll giebt.

Für eine Druckhöhe von 01^{m}, welche einer Ausflußgeschwindigkeit von 140^{cm} entspricht, und eine Oeffnung von 5^{mm} Durchmesser also 0,19625 Quadrat-Centimeter Querschnitt hat, giebt die Rechnung eine Ausflußmenge von 27,475 Kub.-Cent. per Sekunde, also $1\frac{1}{2}$ Liter per Minute, der Versuch aber nur 1 Liter 55 Kub.-Cent.

Diese Differenz zwischen der sogenannten theoretischen und der beobachteten Ausflußmenge beweis't unwiderleglich, daß nicht alle Wassertheilchen die Oeffnung mit der Geschwindigkeit passiren, welche der Druckhöhe entspricht. In der That haben im Querschnitte der Oeffnung nur die in der Mitte sich befindenden Wasserfäden diese Geschwindigkeit, während sie für die mehr nach dem Rande der Oeffnung hin ausfließenden geringer ist, wie dies auch nothwendig nach der folgenden Betrachtung seyn muß.

In einem weiten Gefäße mit enger Oeffnung kann die ganze flüssige Masse, mit Ausnahme der in der Nähe der Oeffnung befindlichen Theile, als ruhend betrachtet werden. Die nach einander ausströmenden Schichten beginnen also ihre Bewegung nicht zu gleicher Zeit, die vordersten haben bereits das Maximum der Geschwindigkeit erreicht, während die hintersten erst ihre Bewegung beginnen. Es würde dies ein Zerreißen der auf einander folgenden Schichten zur Folge haben, wenn sich leere Räume bilden könnten. Weil dies aber nicht möglich ist, so ziehen sich die einzelnen Schichten mehr in die Länge, während ihr Durchmesser abnimmt; in dem Maße aber der Querschnitt dieser Schichten sich vermindert, müssen andere Wassertheilchen von den Seiten zufließen; da diese aber ihre Bewegung rechtwinklig gegen die Oeffnung erst später beginnen, so ist klar,

daß ſie mit einer geringeren Geſchwindigkeit in der Oeffnung ſelbſt ankommen als die centralen Waſſerfäden.

Während alſo der Kern des ausfließenden Strahls in dem Momente, in welchem er die Oeffnung verläßt, die der Druckhöhe entſprechende Geſchwindigkeit hat, iſt er von Waſſerfäden umgeben, deren Geſchwindigkeit um ſo geringer iſt, je näher ſie dem Rande der Oeffnung ſind; und daraus folgt denn, daß die Ausflußmenge geringer ſeyn muß, als wenn alle Theilchen die Oeffnung mit der Geſchwindigkeit des Kernſtrahls verließen.

Die wahre Ausflußmenge beträgt ungefähr 64 Procent der ſogenannten theoretiſchen. Die Differenz nimmt etwas zu, wenn die Druckhöhe wächſt.

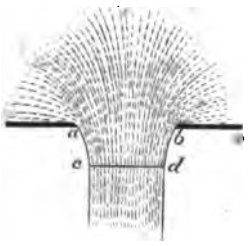
112 **Conſtitution des ausfließenden Strahls.** Gleich nachdem der flüſſige Strahl die Oeffnung verlaſſen hat, beobachtet man eine auffallende Veränderung deſſelben; er zieht ſich nämlich raſch zuſammen; in einer Entfernung von der Oeffnung, welche dem Durchmeſſer der Oeffnung gleich iſt, beträgt der Flächeninhalt des Querſchnitts des Strahls nur noch $^2/_3$ vom Flächeninhalte der Oeffnung ſelbſt, ſo daß alſo an dieſer Stelle der Durchmeſſer des Strahles ungefähr 0,8 vom Durchmeſſer der Oeffnung iſt.

Dieſes Zuſammenziehen des Strahles wird mit dem Namen der contractio venae bezeichnet.

Man glaubte früher, daß von der bezeichneten Stelle an der Strahl ſich wieder ausbreite; Savart hat aber gezeigt, daß ein ſolches Contractionsmaximum nur bei aufwärts gerichteten Strahlen ſtattfinde; bei anderen Strahlen nimmt die Zuſammenziehung fortwährend, wenn auch kaum merklich, zu.

Die Fig. 266 ſtellt dieſe Contraction des Strahles dar; die Entfernung der Stelle *c d*, von welcher an die fernere Zuſammenziehung faſt unmerklich iſt, von der Oeffnung *a b* iſt etwas größer als der Halbmeſſer der Oeffnung ſelbſt. *c d* iſt ungefähr $^8/_{10}$ der Länge *a b*.

Fig. 266.



Die Urſache der contractio venae iſt wohl keine andere als die, welche ſchon im Innern des Gefäßes den Seitenzufluß der Waſſertheilchen veranlaßt.

Verfolgen wir den flüſſigen Strahl auf ſeinem Laufe weiter, ſo finden wir, daß er aus zwei wohl zu unterſcheidenden Theilen beſteht; der eine Theil, welcher der Oeffnung zunächſt liegt, iſt ruhig und durchſichtig wie ein maſſiver Glasſtab, der andere entferntere Theil erſcheint zerriſſen und aus einer Reihe getrennter Tropfen beſtehend.

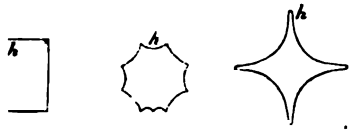
F. 268. Figur 267 stellt einen flüssigen, von oben nach unten gerichteten Strahl dar, wie er dem Auge erscheint; *a n* ist der klare Theil; in *n* beginnt der gestörte Theil des Strahles, welcher abwechselnd aus Bäuchen und Knoten besteht. Fig. 268 stellt den Strahl dar, wie er nach Savart's Untersuchungen wirklich ist. Der ganze gestörte Theil ist aus einer Reihe von Tropfen zusammengesetzt. Die Bäuche bestehen aus breiten, in horizontaler Richtung ausgedehnten Tropfen, die Knoten aber aus solchen, welche in vertikaler Richtung verlängert sind. Da aber die Knoten und Bäuche eine fixe Stellung haben, so muß ein und derselbe Tropfen abwechselnd breit und lang werden, je nachdem er sich an der Stelle eines Bauches oder Knotens befindet: jeder Tropfen muß also in regelmäßigen Perioden aus einer Gestalt in die andere übergehen. Alle Tropfen scheinen gleiche Größe zu haben und denselben Veränderungen unterworfen zu seyn. Zwischen je zwei dieser Tropfen scheint noch ein weit kleinerer sich zu befinden, wodurch die Bäuche ein röhrenartiges Ansehen erhalten.

Die Gegenwart der Luft hat auf die Form und die Dimensionen des Strahles keinen Einfluß.

Wenn die Oeffnungen nicht kreisförmig sind, so erleidet der Strahl sehr merkwürdige Formveränderungen. Ein Strahl z. B., welcher aus einer quadratischen Oeffnung in horizontaler Richtung hervorspringt, hat in verschiedenen Entfernungen von der Oeffnung die Querschnitte, Fig. 269, 270 und 271. Es rührt dies gewiß größtentheils daher, daß die Stelle, bis zu welcher hin die starke Contraction stattfindet, nicht für alle Theilchen in gleicher Entfernung von der Oeffnung liegt, weil ja der Durchmesser der Oeffnung nicht nach allen Richtungen gleich ist.

Fig. 271.

269. Fig. 270.



Einfluß der Ansatzröhren auf die Ausflußmenge. 113

Wenn der Ausfluß nicht durch
gen geschieht, welche in eine dünne Wand gemacht sind, sondern
rze Röhren, so finden merkwürdige Modificationen Statt, die wir
er betrachten wollen.

1 eine Ansatzröhre genau die Gestalt des freien Strahles von der
g bis zu der Stelle, wo die Contraction aufhört und auch gerade

die Länge von der Oeffnung bis zu dieſer Stelle hat, ſo übt ſie gar keinen Einfluß auf die Ausflußmenge aus.

Durch cylindriſche Anſatzröhren fließt der Strahl entweder frei durch, wie durch eine Oeffnung von gleichem Durchmeſſer, und in dieſem Falle übt die Röhre keinen Einfluß aus, oder das Waſſer hängt ſich an die Wände der Röhre, ſo daß die Flüſſigkeit die ganze Röhre ausfüllt und ein Strahl vom Durchmeſſer der Röhre ausfließt; in dieſem Falle veranlaßt die Anſatzröhre eine Vermehrung der Ausflußmenge. Während eine Oeffnung in dünner Wand 0,64 der theoretiſchen Ausflußmenge gibt, erhält man durch eine ſolche cylindriſche Anſatzröhre von gleichem Durchmeſſer 84 Procent, vorausgeſetzt, daß die Länge der Röhre ihrem vierfachen Durchmeſſer gleich iſt. Bei geringer Druckhöhe iſt der Strahl ſtets anhängend, bei großer Druckhöhe hingegen iſt er frei. Bei mittlerem Drucke kann man ihn nach Belieben bald frei, bald anhängend machen; ein geringes Hinderniß ſtellt das Anhängen her, und oft reicht ein ganz ſchwacher Stoß hin, um den Strahl wieder frei zu machen.

Ein coniſches Anſatzrohr wirkt, im Falle es voll ausfließt, wie ein cylindriſches, nur bewirkt es eine noch größere Vermehrung der Ausflußmenge.

Die Ausflußgeſchwindigkeit wird durch cylindriſche oder coniſche Anſatzröhren in demſelben Verhältniſſe vermindert, in welchem die Ausflußmenge vermehrt wird.

Der Grund davon iſt leicht einzuſehen. Die Adhäſion des Waſſers an die Röhrenwände iſt keine beſchleunigende Kraft, ſie kann die Quantität der Bewegung nicht vermehren. Bezeichnen wir mit M die Ausflußmenge durch eine Oeffnung in dünner Wand, durch v die entſprechende Geſchwindigkeit, ſo ſtellt das Produkt Mv die Bewegungsquantität dar. Wenn nun die Ausflußmenge M vermehrt, wenn ſie M' wird, ſo muß die entſprechende Ausflußgeſchwindigkeit v' ſo viel kleiner ſeyn, daß

$$Mv = M'v',$$

denn wenn dies nicht der Fall wäre, ſo müßte eine Veränderung in der Bewegungsquantität vorgegangen ſeyn.

Es iſt jetzt noch zu unterſuchen, wie es kommt, daß Anſatzröhren die Ausflußmenge auf die erwähnte Weiſe vermehren und die Ausflußgeſchwindigkeit dagegen vermindern.

Indem das Waſſer in das Anſatzrohr einſtrömt, erleidet es eine Contraction, wie wenn es aus einer Oeffnung in dünner Wand ausflöſſe; weiterhin aber, ſobald einmal die Röhrenwände benetzt ſind, bewirkt die Adhäſion an die Röhrenwände, daß ſich die Anſatzröhre vollſtändig ausfüllt, und ſomit iſt der Querſchnitt des Strahles durch das Anſatzrohr vergrößert, er iſt beim Austritte aus dem Rohre größer als an der Stelle

der Contraction, wie man dies in Fig. 272 sieht. Daß eine solche Contraction in der Röhre wirklich stattfinden muß, geht daraus hervor, daß, wenn man dem Ansatzrohre die Gestalt des contrahirten Strahles giebt, wie Fig. 273, der Ausfluß vollkommen so stattfindet, als ob das Ansatzrohr ganz cylindrisch wäre.

Fig. 272.

Fig. 273.

Wenn nun die Wassertheilchen, den ganzen Querschnitt der Röhre ausfüllend, dieselbe mit der Geschwindigkeit verließen, mit welcher sie die Stelle der größten Contraction passiren, so müßte nothwendig ein Zerreißen der auf einander folgenden Wasserschichten eintreten. Die Trennung der Wassertheilchen, also die Bildung von leeren Räumen, wird aber durch den Druck der Luft verhindert, welche den Einfluß der Wassertheilchen in das Rohr beschleunigt, dagegen aber auch den Ausfluß aus demselben verzögert. Durch den Druck der Luft werden die ausfließenden Wassertheilchen so viel zurückgehalten, daß dadurch ein voller Ausfluß möglich wird.

Daß der Luftdruck hier wirklich diese Rolle spielt, geht ganz vorzüglich daraus hervor, daß, wenn das Wasser in einen luftleeren Raum ausfließt, die Ausflußmenge durch Ansatzröhren nicht vermehrt wird.

Macht man in die Seitenwand der Ansatzröhre ein Loch, so wird durch diese Oeffnung Luft eingesaugt, und der Strahl hört auf continuirlich zu seyn.

Wenn in diese Seitenöffnung eine gebogene Röhre xy, Fig. 272, eingesetzt wird, deren unteres Ende in ein Gefäß mit Wasser mündet, so wird durch das Bestreben des Wassers, in der Ansatzröhre einen luftleeren Raum zu bilden, das Wasser in der Röhre xy in die Höhe gesaugt. Dieses Phänomen des Saugens beweis't ebenfalls den Einfluß des Luftdrucks auf die so eben betrachteten Erscheinungen. Da eine conische Ansatzröhre eine noch größere Ausflußmenge giebt als eine cylindrische, so muß sie auch ein stärkeres Saugen erzeugen, d. h. es wird in der Röhre xy unter übrigens gleichen Umständen durch ein conisches Ansatzrohr die aufgesaugte Wassersäule zu einer größeren Höhe gehoben als durch ein cylindrisches.

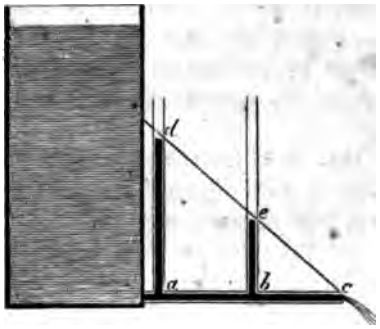
Seitendruck bewegter Flüssigkeiten. Wenn aus irgend einem 114
Reservoir das Wasser durch Röhren abfließt, würden die Seitenwände der Röhren gar keinen Druck auszuhalten haben, wenn keine Reibungswiderstände zu überwinden wären, die unter Umständen sehr bedeutend wirken können, so daß der größte Theil des hydrostatischen Druckes zur Ueberwindung dieser Widerstände verloren geht und der Bewegung nicht zu Gute kommt.

Man ſchraube ſtatt der Platte mit der Oeffnung *c*, Fig. 265, einen Kork an den Apparat, in welchem eine etwa drei Fuß lange Glasröhre ſteckt, und gebe dieſer Röhre eine horizontale Stellung, ſo wird das Waſſer am Ende der Röhre weit langſamer ausfließen, als wenn der Ausfluß durch die Oeffnung *c* ſtattgefunden hätte.

Wendet man mehrere gleich lange Röhren von verſchiedenem Durchmeſſer zu dieſem Verſuche an, ſo ſieht man, wie die Ausflußgeſchwindigkeit abnimmt, wenn die Röhren enger werden.

Geſetzt, man habe gefunden, daß die Ausflußgeſchwindigkeit für eine dieſer Röhren nur halb ſo groß ſey, als man nach der Größe der Druckhöhe hätte erwarten ſollen, ſo iſt die Hälfte des ganzen Druckes zur Ueberwindung der Reibung nöthig, und nur die andere Hälfte kommt der Bewegung zu gut.

Fig. 274.



Wenn in der Röhre *ac*, Fig. 274, das Waſſer ſich mit der Geſchwindigkeit bewegte, welche der Druckhöhe im Reſervoir entſpricht, ſo hätten die Röhrenwände, wie ſchon bemerkt, gar keinen Druck auszuhalten; wenn aber das Waſſer im Behälter in der Röhre eine Bewegung hervorbringt, welche nur einem Theile der Druckhöhe entſpricht, ſo muß der Reſt als hydroſtatiſcher Druck auf die Röhrenwände wirken. Der Druck, den die Wände auszuhalten haben, iſt jedoch nicht an allen Stellen der Röhre gleich, er iſt um ſo geringer, je mehr man ſich der Ausflußöffnung *c* nähert.

Wenn die Geſchwindigkeit, mit welcher die Flüſſigkeit bei *c* aus der Röhre hervortritt, $\frac{m}{n}$ von derjenigen iſt, welche der Druckhöhe entſpricht, ſo haben die Röhrenwände da, wo die Röhre in das Reſervoir mündet, einen Druck von $1 - \frac{m}{n}$ auszuhalten. Geſetzt z. B., die Ausflußgeſchwindigkeit bei *c* wäre $\frac{2}{5}$ der theoretiſchen, ſo iſt der Druck, den die Seitenwände bei *a* auszuhalten haben, $\frac{3}{5}$ des Drucks, welcher der Druckhöhe im Reſervoir zukommt.

Wenn man bei *a* eine Oeffnung machte und eine vertikal nach oben gerichtete Röhre einſetzte, ſo würde in derſelben das Waſſer bis zu einer Höhe ſteigen, welche dem Drucke der Röhrenwände an dieſer Stelle ent-

ſpricht; für unſer Beiſpiel würde die Höhe der Waſſerſäule $a\,d\,{}^3/_5$ der Druckhöhe im Reſervoir ſeyn.

Dieſer Druck nun, welchen die Röhrenwände bei a auszuhalten haben, welcher den Verluſt an Bewegung repräſentirt, iſt gerade nöthig, um die Reibungswiderſtände in dem ganzen Röhrenſtücke von a bis c zu überwinden. Wenn b in der Mitte zwiſchen a und c liegt, ſo iſt auf dem Wege von b bis c nur noch halb ſo viel Reibung zu überwinden, als von a bis c, in b wird deshalb auch der hydroſtatiſche Druck, den die Wände auszuhalten haben, nur noch halb ſo groß ſeyn, als bei a; in einer bei b angebrachten Röhre wird deshalb auch das Waſſer bis zu einer Höhe $b\,e$ ſteigen, welche nur $^1/_2\,a\,d$ iſt.

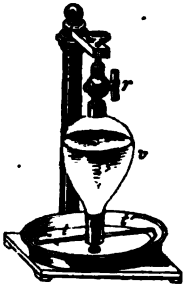
Wenn man überhaupt an irgend einer Stelle von $a\,c$ eine ſolche vertikale Röhre einſetzte, ſo würde das Waſſer in derſelben ſo hoch ſteigen, daß der Gipfel der Waſſerſäule auf die gerade Linie $d\,c$ fällt.

In manchen Fällen kann der Druck, den die Röhrenwände von innen auszuhalten haben, kleiner ſeyn, als der von außen auf ſie wirkende Luftdruck; es iſt dies überall da der Fall, wo die Bedingungen erfüllt ſind, unter welchen das Phänomen des Saugens ſtattfinden kann.

Reaction, welche durch das Ausſtrömen der Flüſſigkeiten erzeugt wird. Denken wir uns ein Gefäß, welches mit Waſſer gefüllt iſt, ſo bleibt Alles in Ruhe, weil jeder Seitendruck durch einen vollkommen gleichen, aber entgegengeſetzten aufgehoben wird. Wenn man aber die Wand an irgend einer Stelle durchbohrt, ſo daß das Waſſer hervorſpringt, ſo iſt der Druck an dieſer Stelle offenbar weggenommen, während das der Oeffnung diametral gegenüberliegende Wandſtück noch gerade ſo ſtark gedrückt wird als vorher. Der Druck auf diejenige Gefäßwand, in welcher ſich die Oeffnung befindet, iſt alſo geringer als der Druck, welchen die gegenüberſtehende Wand aushält, mithin wird das ganze Gefäß ſich in einer Richtung bewegen müſſen, welche der Richtung des ausfließenden Waſſerſtrahls entgegengeſetzt iſt, wenn dieſe Bewegung nicht durch Reibung oder auf irgend eine andere Weiſe verhindert wird. Es iſt dies dem Rückſtoße der Geſchütze zu vergleichen. Man kann die beim Ausfließen des Waſſers wirkende Reaction durch einen Apparat anſchaulich machen, welcher unter dem Namen des Segner'ſchen Waſſerrades bekannt iſt. Es beſteht aus einem um eine vertikale Axe drehbaren Gefäße v, an deſſen oberem Ende ſich ein Hahn r befindet, den man nur zu öffnen braucht, um den Apparat in Bewegung zu ſetzen. In der That

115

Fig. 275.



wird durch die Reaction der Wasserstrahlen, welche am Ende der h
zontalen, am Ende gebogenen Röhren *l* und *l'* tangential zu dem b
das Ende der Röhren beschriebenen Kreise ausströmen, dem Apparate
schnelle Rotationsbewegung mitgetheilt.

116 **Vom Stoße des Wassers.** Eine höchst interessante Reihe
Erscheinungen beobachtet man, wenn man einen flüssigen Strahl g
einen festen Körper stoßen läßt. Sie wurden zuerst von Savart n
untersucht, hier können wir sie nur ganz kurz anführen.

Eine Röhre von 6′ Höhe und 4 Zoll Durchmesser ist vertikal aufge
und an ihrem untern Ende eine dünne Wand befestigt, in welcher
eine kreisrunde Oeffnung von 4 bis 5‴ Durchmesser befindet, d
welche das Wasser, welches sich in der Röhre befindet, ausfließt. An
aber den Strahl frei fallen zu lassen, wird er von einer Metallscheibe
gefangen, welche 10 Zoll Durchmesser hat, wohl polirt ist, und deren
telpunkt genau unter der Mitte der Oeffnung steht.

Nachdem der flüssige Strahl die Scheibe getroffen hat, breitet er sich
und nimmt eine Gestalt an, wie sie Fig. 276 im Aufrisse und Fig.

Fig. 276.

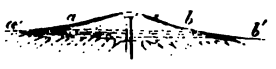


Fig. 278.

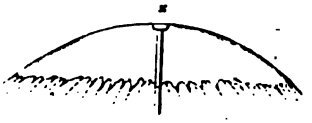


Fig. 277.

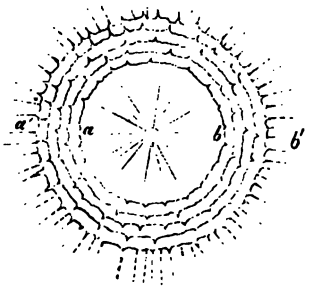
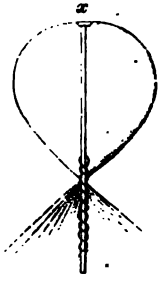


Fig. 279.



im Grundrisse dargestellt ist. Bei abnehmender Druckhöhe geht diese Ge
des Phänomens allmälig in die Fig. 278 und Fig. 279 abgebildete
Aehnliche Erscheinungen beobachtet man, wenn aufwärts gerichtete
horizontale Strahlen eine solche Scheibe treffen; ebenso, wenn zwei
zontale Strahlen, in entgegengesetzter Richtung sich bewegend, mit gle
oder ungleicher Geschwindigkeit gegen einander stoßen.

Vertikale Wasserräder. Wenn Wasser fortwährend von einem 117
höher gelegenen zu einem tiefer gelegenen Orte herabfließt, so kann man ein solches Wassergefälle als eine bewegende Kraft anwenden.

Wenn während der Zeiteinheit, also während einer Sekunde, eine Wassermasse, deren Gewicht M ist, von einer Höhe h herabfließt oder fällt, so ist Mh die Bewegungsquantität oder das mechanische Moment dieser Wassermasse. Auf welche Weise man nun auch die Bewegung des Wassers auf einen andern Körper übertragen mag, so kann doch der Effect das mechanische Moment des Gefälles niemals übertreffen, d. h. man kann durch die Gefälle *höchstens* eine der in der Zeiteinheit herabfließenden Wassermasse gleiche Last auf gleiche Höhe heben, oder irgend eine andere dieser gleiche Wirkung hervorbringen.

Wenn z. B. von einer Höhe von 24 Fuß in jeder Sekunde eine Wassermasse von 800 Pfd. herabfällt, so ist das absolute Maximum des Effectes dieses Gefälles 19200, d. h. es könnte durch dieses Gefälle, wenn alle Kraft vollständig zur Wirkung käme, wenn nichts durch Reibung und andere Widerstände verloren ginge, eine Wirkung hervorgebracht werden, welche der Hebung einer Last von 19200 Pfd. in einer Sekunde 1 Fuß hoch gleichzusetzen ist.

Nimmt man nun an, daß ein Pferd, mit mittlerer Kraft und mittlerer Geschwindigkeit arbeitend, in einer Sekunde eine Last von 100 Pfund 4 Fuß hoch heben kann, so wäre das absolute Maximum des Effectes jenes Gefälles 48 Pferdekräften gleichzusetzen.

Wir wollen im Folgenden das absolute Maximum des Effectes eines Gefälles mit E bezeichnen.

Um das mechanische Moment eines Wassergefälles zu benutzen, wendet man meistens *Wasserräder*, d. h. Räder an, an deren Umfange das Wasser durch Druck oder Stoß wirkt.

Die gewöhnlichen Wasserräder drehen sich in vertikaler Ebene um eine horizontale Axe. Man unterscheidet drei Hauptarten vertikaler Wasserräder, *unterschlächtige*, *oberschlächtige* und *mittelschlächtige*.

Bei den *unterschlächtigen Rädern* stehen die Schaufeln rechtwinklig auf dem Umfange des Rades. Die untersten Schaufeln sind in das Wasser eingetaucht, welches mit einer Geschwindigkeit fortfließt, welche von der Höhe des Gefälles abhängt.

Das fließende Wasser setzt nun auch das Rad in Bewegung und theilt ihm eine Geschwindigkeit mit, welche nach Umständen bald größer, bald kleiner seyn wird.

Wenn der Stoß des Wassers dem Rade eine Geschwindigkeit mittheilen soll, welche derjenigen gleich ist, mit welcher das Wasser fließen würde, wenn das Rad gar nicht da wäre, so darf das Rad dieser Bewegung

gar keinen Widerſtand entgegenſetzen, es darf alſo gar nicht belaſtet ſeyn, mithin kann es in dieſem Falle gar keine mechaniſche Wirkung hervorbringen, der Effect iſt gleich Null.

Andererſeits könnte man das Rad ſo ſtark durch ein Gegengewicht belaſten, daß der Stoß des Waſſers es gar nicht in Bewegung ſetzt, daß das Waſſer des Gefälles nur einen ſtatiſchen Druck ausübt, welcher jenem das Gleichgewicht hält. In dieſem Falle iſt der Effect abermals Null. Aus dieſer Betrachtung geht hervor, daß, wenn das Rad eine Arbeit vollbringen ſoll, es mit einer Geſchwindigkeit ſich bewegen muß, welche geringer iſt, als die des frei fließenden Waſſers; Theorie und Erfahrung zeigen, daß man die vortheilhafteſte Wirkung erhält, wenn die Geſchwindigkeit des Rades halb ſo groß iſt als die Geſchwindigkeit, welche der Höhe des Gefälles entſpricht.

Daraus geht hervor, daß bei einem gewöhnlichen unterſchlächtigen Rade nur die Hälfte des mechaniſchen Momentes des Gefälles zur Wirkung kommt, indem das Waſſer noch mit der Hälfte der Geſchwindigkeit abfließt, mit welcher es vor dem Rade ankam; der Effect eines ſolchen Rades kann alſo den Werth $\frac{1}{2}E$ nie überſteigen.

Allein ſelbſt dieſe Wirkung kann in der Praxis nicht erreicht werden, weil immer ein Theil der Kraft durch Adhäſion des Waſſers an den Wänden des Gerinnes, durch Reibungswiderſtände u. ſ. w. verloren geht. Sorgfältig angeſtellte Verſuche ergaben für unterſchlächtige Räder, welche ſich in einem Gerinne bewegen, ſo daß kein ſeitliches Abfließen des Waſſers ſtattfinden kann, den Werth

$$e = 0{,}3\ E.$$

Bei freihängenden Rädern aber, wie man ſie an Schiffsmühlen anbringt, wo das Waſſer ſeitlich abfließen kann, iſt der Effect noch weit mehr vom abſoluten Maximum entfernt.

Die unterſchlächtigen Räder werden da angewendet, wo man über ein Gefälle von ziemlich bedeutender Waſſermenge, aber geringer Fallhöhe zu disponiren hat.

Weil durch die eben betrachteten unterſchlächtigen Räder bei dem rechtwinkligen Stoße des Waſſers gegen die Schaufeln das mechaniſche Moment des Gefälles ſo ſehr ſchlecht benutzt wird, hat Poncelet ein unterſchlächtiges Rad mit krummen Schaufeln conſtruirt, deſſen Effect dem abſoluten Maximum weit näher kommt.

Wenn das Waſſer ganz ohne Stoß auf das Rad kommen ſoll, ſo müßten die Schaufeln am Radumfange mit der Richtung der Tangente zuſammenfallen; wollte man aber die Schaufeln wirklich ſo conſtruiren daß dieſer Bedingung Genüge geleiſtet wird, ſo wäre der Austritt des Waſſers aus dem Rade gehemmt; auch darf das Waſſer ſeine Geſchwin

digkeit doch nicht vollständig an das Rad abtreten, weil ihm sonst keine Geschwindigkeit zum Abflusse mehr bliebe. Somit ist auch beim Poncelet'schen Rade ein gewisser Verlust, die Widerstände ungerechnet, unvermeidlich.

Solche Räder mit krummen Schaufeln sollen einen Effect geben, welcher $\frac{2}{3}$ bis $\frac{3}{4}$ des absoluten Maximums ist. Der größere Effect der Poncelet'schen Räder erklärt sich dadurch, daß das Wasser, indem es auf der krummen Schaufel hinaufsteigt, seine Geschwindigkeit verliert und größtentheils an das Rad abgiebt.

Die oberschlächtigen Räder werden bei höheren Gefällen von geringerer Wassermasse, bei kleineren Gebirgsbächen angewendet. Das Wasser füllt, von oben auf das Rad laufend, die Zellen auf der einen Seite des Rades, welches eben durch dieses Uebergewicht umgedreht wird. Nahe am unteren Ende des Rades läuft das Wasser aus den Zellen wieder aus. Bei oberschlächtigen Rädern geht ebenfalls ein Theil des mechanischen Momentes des Gefälles verloren, weil die Zellen das Wasser nicht bis zum tiefsten Punkte des Rades behalten können, sondern schon früher auszugießen beginnen. Ein gut gebautes oberschlächtiges Rad soll einen Effect hervorbringen, welcher 75 Procent des absoluten Maximums beträgt, vorausgesetzt, daß es sich langsam umdreht, denn bei rascher Umdrehung bleibt das Wasser in den Zellen in Folge der Centrifugalkraft nicht horizontal, sondern es steigt nach außen, so daß es noch früher aus den Zellen herausfällt.

Das mittelschlächtige Rad bildet eine Art Mittelgattung zwischen dem unterschlächtigen und oberschlächtigen.

Horizontale Wasserräder. Schon früher hatte man versucht, hori- 118
zontale Wasserräder zu construiren, allein durch Fourneyron sind sie erst in neuerer Zeit in die Praxis eingeführt worden. Die Fourneyron'schen horizontalen Wasserräder sind unter dem Namen der Turbinen bekannt.

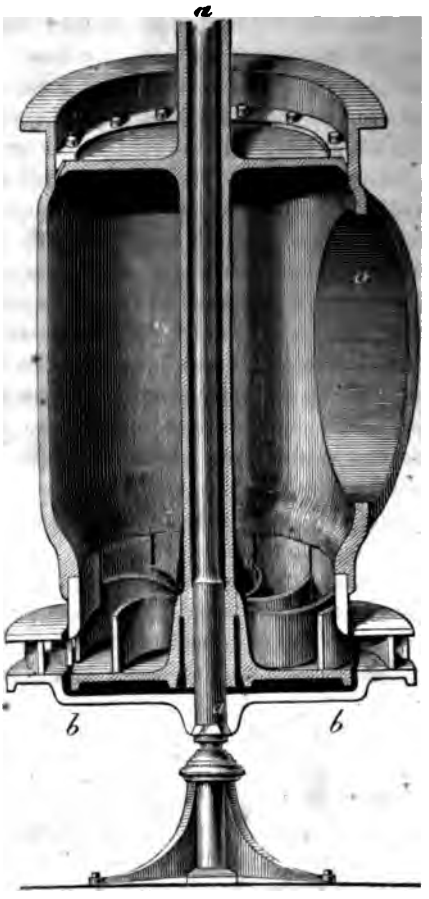
Fig. 280 (s. folgd. Seite) stellt eine für ein hohes Gefälle construirte Turbine dar.

Die ganze Wassermasse des Gefälles ist in einem weiten gußeisernen Rohre angesammelt, aus welchem es in ein gußeisernes Behälter durch die Oeffnung o eintritt. Durch die Mitte des Reservoirs geht eine hohle Röhre, welche den oberen Deckel mit dem Boden verbindet. Dieser horizontale Boden stößt aber nicht an die vertikalen Wände des Gefäßes an, sondern es befindet sich zwischen ihm und den Seitenwänden ein ringförmiger Zwischenraum, aus welchem das Wasser in horizontaler Richtung herausströmt.

Dieses hier ausströmende Wasser setzt nun das horizontale Rad, dessen

Schaufeln vertikal ſtehen, in Bewegung; *a a* iſt die vertikale Axe, welche ſich das Rad dreht; ſie geht durch die Hülſe hindurch, welche den und Deckel des Reſervoirs verbindet. An dieſer Axe iſt der Teller befeſtigt, welcher, der Oeffnung des Reſervoirs gegenüber, den Radk mit den Schaufeln trägt.

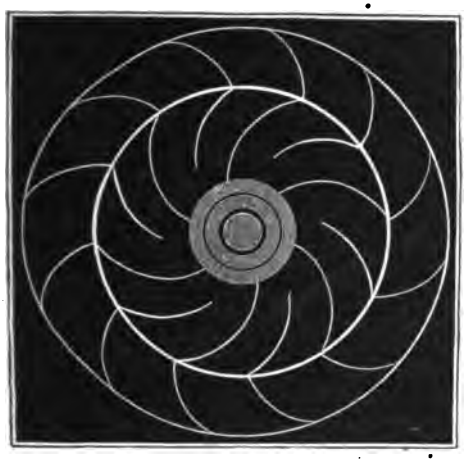
Fig. 289.



Die Schaufeln ſind gekrümmt, wie man im Grundriſſe, Fig. 2 ſieht; um aber zu bewirken, daß das Waſſer in möglichſt vortheilhafter R tung gegen die Schaufeln des Rades ſtößt, ſind auf dem Teller des ſervoirs Leitkurven von Blech aufgeſetzt, welche dem ausſtrömenden W eine beſtimmte Richtung geben.

Die vortheilhafteſte Krümmung der Schaufeln und Leitkurven näher zu betrachten, würde uns zu weit führen.

Fig. 281.

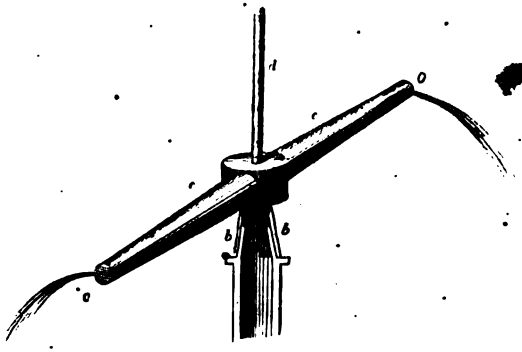


Gut conſtruirte Fourneyron'ſche Turbinen ſollen einen Effect geben, welcher 75 Procent des abſoluten Maximums beträgt. Gabiat hat die Turbinen durch Weglaſſung der Leitkurven vereinfacht und dadurch nur noch 5 Procent des abſoluten Maximums verloren, ſo daß ſeine Turbinen noch 70 Procent Effect geben ſollen.

Die Turbinen erweiſen ſich bei ſehr hohen Gefällen, welche keine vertikalen Räder mehr zulaſſen, beſonders zweckmäßig.

Schon früher hatte man verſucht, das Segner'ſche Waſſerrad auch im Großen auszuführen, um Maſchinen durch daſſelbe zu treiben, doch ohne Erfolg; man erhielt immer nur einen ſehr geringen Effect. Der Grund davon, daß dieſe Verſuche ſo ungünſtig ausfielen, lag keineswegs darin, daß die hier thätige, bewegende Kraft zu gering war, ſondern daß der untere der beiden Zapfen, um welche ſich der Apparat dreht, das ganze Gewicht einer großen Waſſermaſſe zu tragen hat, in Folge deſſen ein unverhältnißmäßig großer Reibungswiderſtand zu überwinden iſt.

Fig. 282.



Dieſen Uebelſtand hat der Bauinſpector Althans in Sayn auf eine äußerſt ſinnreiche Weiſe gehoben, indem er nämlich das Waſſer nicht von oben, ſondern von unten in die horizontalen Arme einſtrömen läßt. Das Weſentliche dieſer Anordnung iſt aus Fig. 282 zu erſehen. Das Reſer-

voir wird durch eine gußeiſerne Röhrenleitung gebildet, welche unten horizontal umgebogen iſt und mit einem vertikal in die Höhe gehenden Röhrenſtücke *a* endet. Aus der Oeffnung bei *a* ſtrömt das Waſſer in die Hülſe *b*, welche auf dem Röhrenende *a* ſo ſitzt, daß ſie um daſſelbe, wie um einen Zapfen, ſich drehen kann. Durch die Hülſe *b* gelangt das Waſſer in die horizontalen Arme *c* und ſtrömt durch die Oeffnungen bei *o* aus. Die Bewegung des Rades wird durch die Axe *d* fortgepflanzt.

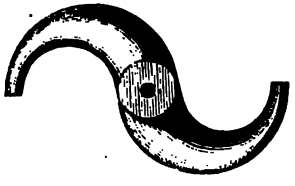
Jedenfalls iſt die Reibung, welche ein ſolches Rad bei ſeiner Umdrehung um den Zapfen *a* zu überwinden hat, äußerſt gering, denn das Gewicht des Rades mit Allem, was daran befeſtigt iſt, wird faſt vollſtändig durch den Druck der Waſſerſäule getragen, ſo daß der Zapfen *a* faſt gar keinen Druck auszuhalten hat.

In der Praxis hat ſich dieſe Einrichtung trefflich bewährt. Ein Waſſerrad dieſer Art befindet ſich zu Vallendar, ½ Meile unterhalb Coblenz, wo es eine Lohmühle treibt. Der Durchmeſſer dieſes Rades beträgt 24 rheinl. Fuß; die Höhe der Waſſerſäule in der Röhrenleitung, welche 1½ bis 2 Fuß Durchmeſſer hat, iſt 96′. Die Ausflußöffnungen können nach Bedürfniß größer oder kleiner gemacht werden, je nachdem die Quelle reichlicher oder weniger reichlich Waſſer giebt. Das Rad macht ohne Laſt 90 bis 120 Umdrehungen in einer Minute, mit Laſt aber nur 30 bis 40. Die Menge des ausfließenden Waſſers beträgt 18 bis 20 Kubikfuß in der Minute. Es wäre wohl kaum auf eine andere Weiſe möglich geweſen, mit der geringen Waſſermenge dieſes Gefälles eine Maſchine zu treiben.

Ganz in der Nähe von Vallendar befindet ſich ein zweites Reactionsrad, welches nur 6′ Durchmeſſer, aber vier Arme hat, welche ſo geformt ſind, daß je zwei einander gegenüberſtehende ein S bilden und das Waſſer an der Spitze der gekrümmten Arme ausfließt. Die Waſſerſäule, welche dieſes Rad treibt, iſt 120′ hoch.

Bei der Einrichtung Fig. 282 muß aus ähnlichen Gründen, wie bei dem unterſchlächtigen Rade, mit flachen Schaufeln ein großer Theil des mechaniſchen Momentes des Gefälles verloren gehen, denn wenn das Waſſer ſeine Geſchwindigkeit vollſtändig an das Rad abtreten und aus den Oeffnungen ohne Geſchwindigkeit abfallen, wenn alſo das Rad mit einer der Fallhöhe entſprechenden Geſchwindigkeit rotiren ſoll, ſo iſt der Druck gegen die Rückwand, alſo auch der mechaniſche Effect, Null; das Waſſer muß alſo noch einen Theil ſeiner Geſchwindigkeit behalten.

Fig. 283.



Auch hier läßt sich durch Krümmung der Arme, deren Gestalt ungefähr die in Fig. 283 verzeichnete ist, viel gewinnen. Das Wasser tritt, durch das Rohr strömend und gegen die gekrümmten Wände drückend, seine Geschwindigkeit nach und nach an das Rad ab, so daß es an der Oeffnung fast ohne Geschwindigkeit abfällt.

In Schottland sind solche Reactionsturbinen sehr verbreitet, weshalb sie auch schottische Turbinen genannt werden.

Die Wassersäulenmaschine. Bei der Wassersäulenmaschine theilt 119
die wirkende Wassersäule, das Aufschlagwasser, gegen einen in einem Cylinder beweglichen Kolben drückend, demselben eine hin- und hergehende Bewegung mit, die dann von dem Kolben aus weiter fortgepflanzt wird.

In der Regel werden die Wassersäulenmaschinen angewendet, um Wasser auf eine bedeutende Höhe zu heben. So wird z. B. die Salzsoole von Reichenhall in Oberbaiern auf Umwegen 30 Stunden weit nach Rosenheim geleitet, um hier, sowie auch an einigen Zwischenorten, z. B. in Trauenstein, versotten zu werden. Auf diesem Wege befinden sich 9, sämmtlich von Reichenbach construirte Wassersäulenmaschinen, welche die Soole über Berge heben. Obgleich alle Wassersäulenmaschinen auf demselben Principe beruhen, so ist ihre Ausführung doch in mannigfacher Hinsicht verschieden; wir wollen hier eine der einfachsten Einrichtungen, nämlich die der Wassersäulenmaschine am Nesselgraben (eine jener 9 Maschinen) etwas näher betrachten.

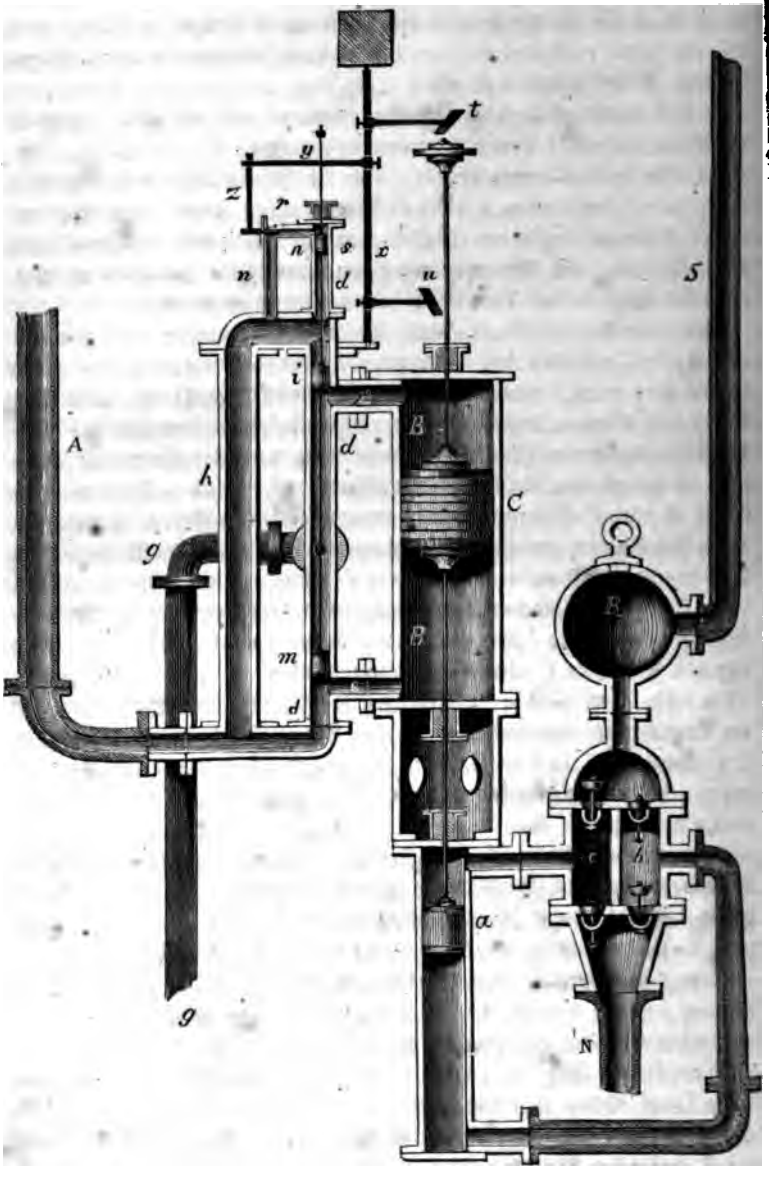
Die Röhre *A* führt das Aufschlagwasser der Maschine zu; es tritt abwechselnd unten und dann wieder oben in den Cylinder *B* ein und treibt dadurch den Kolben *C* abwechselnd auf und nieder.

Um diese Abwechselung im Eintreten des Wassers hervorzubringen, ist eine Vorrichtung angebracht, welche der Steuerung bei Dampfmaschinen ganz ähnlich ist. In dem Cylinder *d* bewegen sich drei mit einander verbundene Kolben; die beiden unteren sind gleich; der obere hat einen kleineren Querschnitt.

Bei der in der Zeichnung dargestellten Stellung der Kolben tritt das Aufschlagwasser durch die Röhre *e* in den großen Cylinder und treibt den Kolben *C* in die Höhe. Das Wasser, welches sich über *C* befindet, fließt durch die Röhre *f* in die Röhre *d* und von da durch die Röhre *g* ab.

Wenn der Kolben *C* oben angekommen ist, müssen die Kolben in die Röhre *d* verstellt werden, so daß nun das Aufschlagwasser von oben in den großen Cylinder eintreten kann; dies geschieht dadurch, daß das Kolbensystem in der Röhre *d* so weit niedergeht, daß der Kolben *i* unter die Röhre *f*, der Kolben *m* unter *e* zu stehen kommt; alsdann tritt das Aufschlagwasser aus der Röhre *A* durch *h* und *f* in den oberen Theil des Cylinders *B*, treibt den Kolben *C* nieder, während das unter *C* befindliche Wasser durch *e* in die Röhre *d* tritt und aus dieser durch die Röhre *g* abfließt.

Fig. 284.



Das Auf- und Niedergehen des Kolbensystems in der Röhre *d* wird folgendermaßen bewerkstelligt. Die Röhre *h* ist durch die Röhre *n* mit dem oberen Ende der Röhre *d* in Verbindung; an dem Knie der Röhre *n* ist aber ein Hahn *r* angebracht, der je nach seiner Stellung bald den oberen Theil der Röhre *d* mit *h* in Verbindung setzt, bald aber diese Verbindung abschneidet und den oberen Theil der Röhre *d* mit der äußeren Luft in Verbindung bringt. Nehmen wir nun an, der Hahn stehe so, daß das Aufschlagwasser von *h* durch den Hahn in den oberen Theil von *d* dringen kann, so ist der Kolben *s* oben und unten durch gleiche Wasserkraft gedrückt; außerdem drückt das Wasser oben auf den Kolben *i*, unten gegen den Kolben *m*, das Kolbensystem ist von unten und oben gleichem Wasserdrucke ausgesetzt und geht durch sein eigenes Gewicht nieder.

Wenn das Kolbensystem in die Höhe gehen soll, so wird der Hahn *r* so verstellt, daß die Verbindung zwischen *h* und dem oberen Theile von *d* unterbrochen wird. Nun wirkt von oben kein Wasserdruck auf *s*; das über *s* befindliche Wasser entweicht durch den Hahn aus der Maschine. Der Wasserdruck von oben gegen *i* wird durch den Wasserdruck von unten gegen *m* aufgehoben, der Druck des Wassers von unten gegen *s*, welchem kein Wasserdruck entgegenwirkt, hebt das ganze Kolbensystem in die Höhe.

Die Verstellung des Hahns wird durch die Maschine selbst bewerkstelligt. Am oberen Ende der am Kolben *C* befestigten Kolbenstange ist eine runde Scheibe angebracht, welche beim Aufgange des Kolbens gegen die schiefe Fläche *t*, beim Niedergange gegen die schiefe Fläche *u* stößt, diese seitwärts schiebt und dadurch eine Drehung um die Axe *x* bewerkstelligt. An der Axe *x* ist aber der Hebelarm *y* befestigt, der Hebelarm *y* bewirkt eine Drehung des Hebelarms *z* und durch diesen eine Drehung des Hahns.

Betrachten wir nun weiter, wie die Bewegung des Kolbens *c* fortgepflanzt und verwendet wird.

Mit dem Kolben *C* ist vermittelst einer durch eine Stopfbüchse gehenden Stange der Kolben *a* in Verbindung, welcher einen weit kleineren Durchmesser hat als *C*; der Auf- und Niedergang des Kolbens *C* bewirkt also einen Auf- und Niedergang des Kolbens *a*; wenn aber *a* in die Höhe geht, so entsteht in der Kammer *b* eine Verdünnung, das untere Ventil öffnet sich, und es wird durch die Saugröhre *N* Wasser in die Kammer *b* gehoben. Durch den Aufgang des Kolbens *a* wird aber das Wasser in die Kammer *c* hineingepreßt, das untere Ventil schließt, das obere öffnet sich, das Wasser wird also durch den Kolben in das Reservoir *R* und aus diesem in die Steigröhre *S* gehoben.

Beim Niedergange des Kolbens schließen sich die Ventile, die jetzt offen waren, und umgekehrt; es wird Wasser in die Kammer *c* gesaugt, aus *b* aber in das Reservoir und die Steigröhre gehoben.

Wenn der Querschnitt des Kolbens *C* 2, 3, 4mal größer ist als der des Kolbens *a*, so kann man (die Reibungs- und sonstige Widerstände unberücksichtigt) eine Wassersäule heben, welche 2, 3, 4mal so hoch ist als die Höhe des Aufschlagwassers.

Bei der eben betrachteten Wassersäulenmaschine beträgt die Höhe des Aufschlagwassers 140′; sie hebt die Salzsoole auf eine Höhe von 346′; diese Salzwassersäule aber entspricht einer Süßwassersäule von 397′; der Durchmesser des Kolbens *C* ist $20\frac{1}{2}$, der des Kolbens *a* 10 Zoll, der größere Kolben hat also einen fast 4mal größeren Querschnitt. Daß die gehobene Wassersäule nicht 4mal so hoch ist als die Höhe des Aufschlagwassers, also nicht 560′ beträgt, rührt daher, daß eine bedeutende Kraft zur Ueberwindung der Reibungs- und sonstigen Widerstände nöthig ist. Diese Maschine giebt also ungefähr 70 Procent des absoluten Maximums, denn 397 verhält sich zu 560 nahe, wie 70 zu 100.

Die Wassersäulenmaschine zu Ilsang, ebenfalls zwischen Reichenhall und Rosenheim, die aber etwas anders construirt ist, hebt die Soole auf eine Höhe von 1218′, was der Hebung einer Säule von süßem Wasser auf die Höhe von 1460 Fuß gleich ist. Der Durchmesser des größeren Kolbens ist 25″ 8‴, der des kleineren 11″ $3\frac{1}{4}$‴.

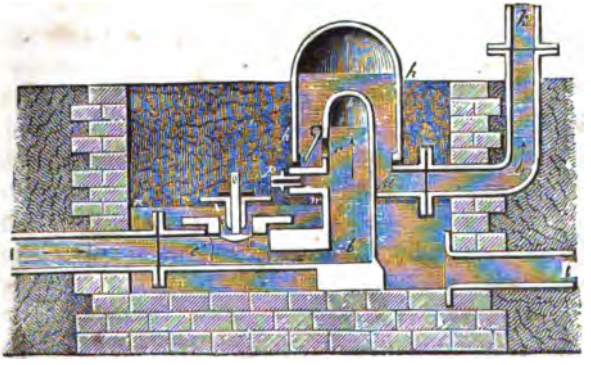
Bei der Umwandlung der auf- und niedergehenden Bewegung des Kolbens in eine gleichförmig rotirende, wie dies bei der Dampfmaschine der Fall ist, stößt man bei der Wassersäulenmaschine auf große Schwierigkeiten, weil das Wasser nicht elastisch ist wie der Dampf. Doch hat Reichenbach bei einer kleinen zu Toskana aufgestellten Maschine auch diese Schwierigkeit durch eine sinnreiche Einrichtung der Steuerungskolben überwunden; wir können aber hier nicht weiter auf diesen Gegenstand eingehen.

120 **Der hydraulische Widder** wurde 1797 von Montgolfier, dem Erfinder des Luftballons, erfunden, und ist eben so wichtig wegen des Princips, auf welchem er beruht, als auch wegen seiner Anwendung. Versuchen wir zuerst das Princip dieser Maschine deutlich zu machen. Denken wir uns, daß einige Theilchen eines Körpers (mag er nun fest oder flüssig seyn), der sich mit einer gewissen Geschwindigkeit bewegt, plötzlich angehalten werden, so werden die übrigen nicht direct angehaltenen Theilchen des Körpers auf die ersteren verschiedene Wirkungen ausüben. Die vorderen Theilchen streben die angehaltenen entweder nachzuziehen, oder sie trennen sich von ihnen; die hinteren, welche ihre Bewegung gleichfalls fortsetzen wollen, werden gegen die angehaltenen drücken. Wenn z. B. ein Pfeil, welcher sich schnell bewegt, in der Mitte seiner Bewegung angehalten würde, so würde der vordere Theil durch sein Bestreben, den übrigen Theil nachzuziehen, in seiner ganzen Länge eine Spannung aushalten

müſſen, welche unter Umſtänden ſtark genug ſeyn kann, um ein Abreißen zu veranlaſſen. Der hintere Theil des Pfeils hingegen würde ein Beſtreben haben, den angehaltenen Theil weiter zu treiben und würde deshalb in ſeiner ganzen Länge einen durch die nachfolgenden Theilchen veranlaßten Druck auszuhalten haben. Eben ſo, wenn eine Waſſerſäule ſich in einer Röhre bewegt und plötzlich durch irgend ein Hinderniß aufgehalten wird, ſo wird dieſes Hinderniß wegen der erlangten Geſchwindigkeit des Waſſers einen Druck aushalten müſſen, und dieſer Druck pflanzt ſich durch die ganze Waſſerſäule fort. Während dieſer Zeit, welche ſehr kurz iſt, haben auch die Röhrenwände einen Druck auszuhalten, welcher von der Geſchwindigkeit der aufgehaltenen Waſſerſäule abhängt.

Es ſey $t\,t'$ eine Röhre, in welcher ſich das Waſſer einer Quelle mit einer Geſchwindigkeit bewegt, welche von der Druckhöhe abhängt. Das Waſſer würde zur Oeffnung v ausfließen, wenn kein Hinderniß da wäre, und würde bis zum Niveau $n\,n'$ ſteigen, welches das Niveau der Quelle iſt. Am Ende der Röhre aber ſind mehrere Stücke angebracht, welche den Kopf des Widders bilden. s iſt ein Ventil, deſſen Dichtigkeit doppelt ſo groß iſt als die des Waſſers; das Waſſer kann es durch ſeine Geſchwindigkeit heben und ſo die Oeffnung v verſchließen. Wenn das Ventil s geſchloſſen iſt, ſo bringt das Waſſer durch die Röhre z in den gußeiſernen Behälter $b\,b'$, aus dem es durch Aufheben der Klappe c in

Fig. 285.



die große gußeiſerne Glocke $h\,h'$ tritt, um endlich in die Steigröhre $d\,e\,k$ zu gelangen. Hier würde es jedoch nur bis zur Höhe der Quelle ſteigen, wenn es nicht eine bewegende Kraft hätte, die es höher treibt. Dieſe bewegende Kraft entwickelt ſich auf folgende Weiſe. Das Waſſer der Quelle, welches mit ſeiner natürlichen Geſchwindigkeit bei v ausſtrömt, hebt das Ventil s und verſchließt die Oeffnung v. Dadurch wird plötzlich

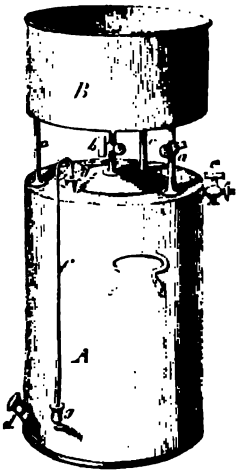
die Bewegung des Waſſers gehemmt, in Folge deſſen entſteht ein Druck auf alle Röhrenwände, wodurch das Waſſer in den Windkeſſel $h\,h'$ mit einer Kraft gepreßt wird, welche größer iſt als die, welche der Druckhöhe allein zukommt. Die Dauer dieſes Anſteigens wird etwas durch die elaſtiſche Reaction aller Theile des Apparates verlängert; alsbald aber ſchließt ſich die Klappe c, und das Ventil s fällt durch ſein Gewicht nieder. Dieſe Reihe von Wirkungen, welche raſch auf einander folgen, nennt man einen **Stoß des Widders**. Sobald der natürliche Ausfluß des Waſſers wieder begonnen hat, nimmt ſeine Geſchwindigkeit raſch wieder zu, das Ventil s wird von Neuem geſchloſſen und ſo weiter.

Drittes Kapitel.

Bewegung der Gaſe.

121 Wenn ein Gas in einem Gefäße eingeſchloſſen iſt, in welchem ſich irgend eine Oeffnung befindet, ſo wird es durch dieſe Oeffnung ausſtrömen, ſobald das Gas im Gefäße ſtärker comprimirt iſt als die Luft in dem Raume, in welchem die Oeffnung führt. Die Geſetze des Ausfluſſes der Gaſe durch Oeffnungen in dünnen Wänden, durch kurze Anſatzröhren, durch Leitungsröhren, ſind denjenigen ganz analog, welche wir ſchon bei tropfbar flüſſigen Körpern kennen gelernt haben. Apparate, welche dazu dienen, ein conſtantes Ausſtrömen von Gaſen zu unterhalten, nennt man **Gaſometer**.

Fig. 286.



In chemiſchen Laboratorien werden gewöhnlich Gaſometer angewandt, wie ſie Fig. 286 zeigt. A iſt ein Cylinder von lackirtem Blech, welcher ungefähr 16—18 Zoll hoch iſt und 10—12 Zoll Durchmeſſer hat, und deſſen oberer Deckel etwas nach oben gewölbt iſt. Auf dieſem Deckel ruht auf drei Stützen ein zweiter, oben offener Cylinder B, der aber nur $\frac{1}{3}$ ſo hoch iſt. Der obere Cylinder iſt mit dem unteren durch zwei Röhren verbunden, von denen die eine, h, gerade in der Mitte des Deckels ſich befindet. Sie darf durchaus nicht in den unteren Cylinder hineinragen. Eine zweite Verbindungsröhre a geht faſt auf den Boden des unteren Cylinders. In jeder dieſer Röhren befindet ſich ein

ahn, vermittelst dessen man nach Belieben die Verbindung der beiden linder herstellen und unterbrechen kann. Bei *e* befindet sich eine kurze orizontale Röhre, welche ebenfalls durch einen Hahn verschlossen werden ann, und an welcher vorn ein Schraubengewinde eingeschnitten ist, um ndere Röhren und Ausströmungsöffnungen anschrauben zu können. Nahe m Boden des unteren Cylinders befindet sich bei *d* eine aufwärts ste- hende Oeffnung, welche mittelst einer Schraube oder eines Korkes ver- schlossen werden kann.

Wenn man den unteren Cylinder mit einem Gase füllen will, füllt man ihn erst mit Wasser, und zwar auf folgende Weise. Die Oeffnung bei *d* wird verschlossen, die drei Hähne geöffnet und dann in das obere Gefäß Wasser gegossen. Das Wasser fließt in den unteren Cylinder, und wenn dieser so weit gefüllt ist, daß Wasser bei *e* auszufließen beginnt, schließt man den Hahn daselbst. Der Rest von Luft, welcher nun noch im Cy- linder sich befindet, entweicht durch das Rohr *b*. Ist der untere Cylinder auf diese Weise mit Wasser gefüllt, so werden die Hähne der Verbin- dungsröhren geschlossen und die Schraube oder der Kork bei *d* wegge- nommen. Wasser kann hier nicht ausfließen, weil keine Luftblasen ein- dringen können. Wenn man aber bei *d* ein Gasleitungsrohr einsteckt, so wird neben diesem Rohre das Wasser ausfließen, während aus demselben ortwährend Gasblasen in den oberen Theil des Behälters aufsteigen. Auf iese Weise füllt sich der untere Cylinder mehr und mehr mit Gas. Wie weit der Cylinder mit Gas gefüllt ist, sieht man an dem Glasrohre *f*, welches mit dem Gefäße oben und unten in Verbindung steht, so daß as Wasser in diesem Glasrohre so hoch steht wie im Cylinder.

Nachdem das ganze Reservoir mit Gas gefüllt ist, wird die Oeffnung ei *d* verschlossen und der Hahn der Verbindungsröhre *a* geöffnet. So- ald nun der Hahn *e* geöffnet wird, strömt das Gas hier mit einer em Drucke der Wassersäule in der Röhre *a* entsprechenden Geschwindig- eit aus.

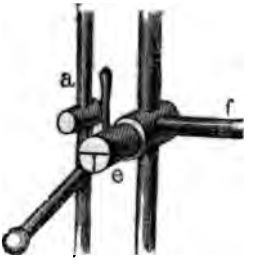
Eckling in Wien verfertigt jetzt solche Gasometer von Glas, welche öchst elegant sind und bei welchen man die ganze Einrichtung, der Durch- ichtigkeit des Materials wegen, leicht übersieht. Es versteht sich von selbst, aß hier das Wasserstandsrohr *f*, Fig. 286, wegfällt. Fig. 287 (a. f. S.) tellt einen solchen Apparat in $^1/_{10}$ der natürlichen Größe dar. Das un- ere Glasgefäß *A* hat oben einen engeren Hals, der in eine Kupferbüchse ingekittet ist. In der Mitte des etwas gewölbten Deckels derse- en erhebt sich eine Röhre, die bei *e* einen Hahn hat, der geöffnet das Gas durch das horizontale Rohr *f* ausströmen läßt. Das Gefäß *B* ist nten eben so gefaßt wie *A* oben. Ein Rohr *a* führt von *B* bis fast um Boden von *A*, *c* ist nur eine Stütze. Um *A* mit Wasser zu fül-

len, wird die Oeffnung bei *d* geſchloſſen; der Hahn *e* und der Hahn der Röhre *a* geöffnet und in *B* Waſſer eingegoſſen. Sobald das untere Gefäß mit Waſſer gefüllt iſt, werden beide Hähne geſchloſſen, *d* geöffnet und nun hier das Gas eingeleitet. Sobald das Gaſometer mit Gas gefüllt iſt, wird *d* geſchloſſen und der Hahn *a* geöffnet, ſo daß das Gas in *A* durch eine Waſſerſäule gepreßt iſt. Das Gas ſtrömt nun durch *f* aus, ſobald der Hahn *e* geöffnet wird.

Fig. 287.

Bei der in Fig. 288 deutlicher gezeichneten doppelten Durchbohrung des Hahnes *e* kann man das Gas ſtatt in die Luft durch die Röhre *f* auch durch die ſenkrechte Fortſetzung der Röhre *e* in das obere Waſſergefäß *B* austreten laſſen, dieſes als Waſſerwanne benutzen und das Gas leicht in Glocken, Flaſchen u. ſ. w. umfüllen.

Fig. 288.



Die großen Gaſometer, welche man zur Gasbeleuchtung anwendet, ſind nach einem andern Principe conſtruirt; ein oben verſchloſſener Cylinder, Fig. 289, taucht in ein großes mit Waſſer gefülltes Reſervoir. Dieſer Cylinder beſteht aus Blech und hat z. B. 30 Fuß im Durchmeſſer, enthält 2700 Kubikfuß Gas und wiegt, wie wir annehmen wollen, 20000 Pfund. Er ſinkt nicht in Waſſer unter, weil er mit Gas gefüllt iſt, ſein ganzes Gewicht aber drückt auf dieſes Gas und erhält es unter einem Drucke, welcher größer iſt als der Druck der Atmoſphäre. Nach unſerer Annahme beträgt dieſer Ueberſchuß des Druckes 20000 Pfund auf eine Kreisfläche von 30 Fuß Durchmeſſer, was ungefähr dem Drucke einer Waſſerſäule von 5 Zoll gleichkommt; außerhalb muß alſo das Waſſer 13″ höher ſtehen als im Cylinder.

Von unten aufſteigend ragt nun eine Röhre in den Cylinder hinein, ſo daß ihr oberes offenes Ende über dem Waſſerſpiegel ſich befindet; dieſe

Röhre vertheilt sich in einer Menge engerer Röhren, die zu den einzelnen Gasschnäbeln führen, aus denen dann das Gas mit einer Geschwindigkeit ausströmt, welche dem Drucke im Gasometer entspricht. Diese Geschwindigkeit ist constant, weil das Gasometer, wenn es auch tiefer ins Wasser einsinkt, doch nur wenig von seinem Gewichte verliert, indem hier nur die Wand des Gasometers in Betracht kommt. Der Druck auf das Gas wird durch ein Gegengewicht gemäßigt und regelmäßiger gemacht. Um das Gasometer zu füllen, wird ein im Vertheilungsrohre befindlicher Hahn geschlossen, dagegen aber der Hahn eines andern Rohres geöffnet, welches das Innere des Gasometers mit dem Apparate verbindet, in welchem das Gas bereitet wird.

Fig. 289.

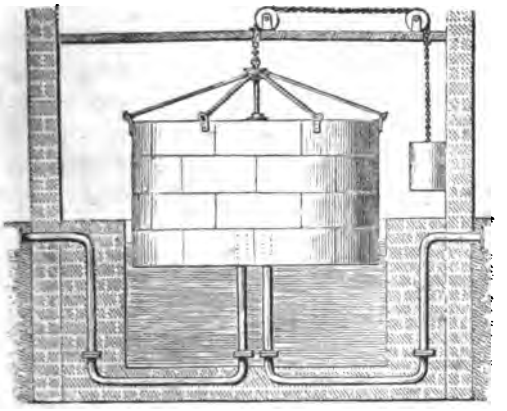
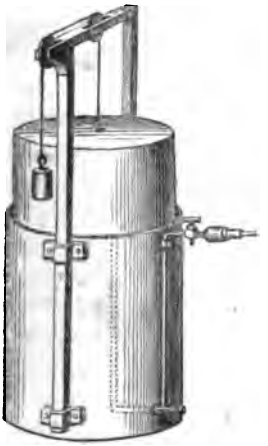


Fig. 290.

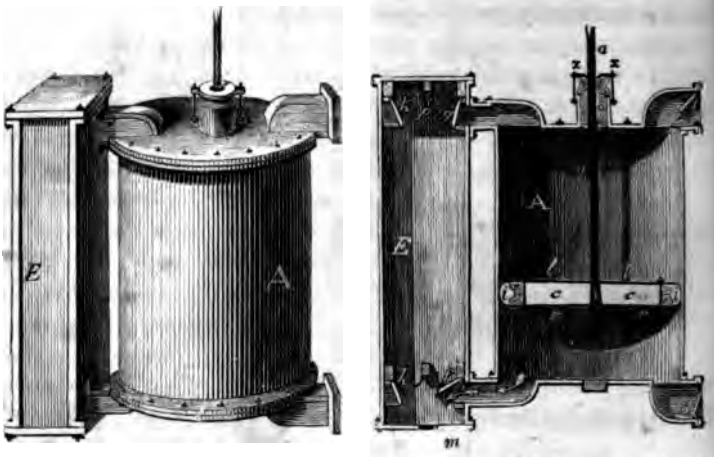


Nach demselben Princip werden auch kleinere Gasometer für Laboratorien construirt. In Fig. 290 ist ein solcher abgebildet und wohl ohne weitere Erklärung verständlich. Es ist hier nur eine Zuleitungsröhre, aus welcher man dann das Gas auch wieder ausströmen läßt. In derselben Weise könnten 2 solcher Röhren angebracht seyn.

Gebläse. Bei Hohöfen und Schmiedefeuern wendet man Gebläse von 122
verschiedener Einrichtung an. Die zweckmäßigste, jetzt fast allgemein eingeführte Art ist das Cylindergebläse, welches Fig. 291 abgebildet ist. In einem wohl ausgebohrten gußeisernen Cylinder *A*, in welchem ein Kolben *C*, an den Wänden luftdicht schließend, auf und nieder bewegt werden kann, geht die Kolbenstange *a* luftdicht durch die in der Mitte des oberen

Deckels befindliche Stopfbüchſe. Durch die Oeffnung bei *b* communicirt der obere, durch die Oeffnung bei *d* der untere Theil des Cylinders mit

Fig. 291.



der freien Luft; die Oeffnungen bei *g* und *f* aber verbinden den Cylinder mit einem viereckigen Kaſten *E*. Bei *b* und *d* befinden ſich Klappen, die ſich nach innen, bei *g* und *f* aber ſolche, die ſich nach außen öffnen. Wenn nun der Kolben niedergeht, ſchließt ſich die Klappe bei *d*, die bei *f* aber öffnet ſich, und alle Luft aus dem unteren Theile des Cylinders wird in den Raum *E* getrieben. Unterdeſſen aber iſt die Klappe bei *g* geſchloſſen, durch die Klappe bei *b* dringt Luft von außen her in den oberen Theil des Cylinders. Wenn der Kolben wieder in die Höhe geht, ſchließt ſich *b*, und alle Luft, die beim Niedergange des Kolbens hier eingedrungen war, wird durch die Oeffnung bei *g* in den Kaſten *E* geſchafft, während *f* geſchloſſen iſt und ſich der untere Theil des Cylinders wieder durch die geöffnete Klappe *d* mit Luft füllt. Die in *E* comprimirte Luft ſtrömt durch ein bei *m* angebrachtes Rohr nach dem Feuerraume.

Die Geſchwindigkeit des Kolbens iſt am größten, wenn er die Mitte des Cylinders paſſirt, ſie nimmt um ſo mehr ab, je mehr er ſich der oberen oder unteren Gränze ſeines Weges nähert. Daraus geht hervor, daß der Wind, welchen ein ſolcher Cylinder liefert, nicht gleichmäßig bei *m* ausſtrömt. Da aber für die meiſten Schmelzproceſſe ein gleichmäßiger Windſtrom nöthig iſt, ſo muß man dafür ſorgen, ihn zu reguliren. Man erreicht dies entweder dadurch, daß man an demſelben Windkaſten *E* drei Cylinder anbringt, deren Kolben nicht gleichzeitig die Mitte ihres Weges paſſiren; oder auch dadurch, daß man die Luft aus *E* erſt in einen Be-

hälter treten läßt, dessen Rauminhalt sehr groß ist im Vergleich zum Volumen des Cylinders. Je größer dieser Luftbehälter ist, welcher den Namen Regulator führt, desto weniger Einfluß hat die Unregelmäßigkeit der Kolbenbewegung auf die Gleichmäßigkeit des aus dem Regulator austretenden Luftstromes.

Als Regulator bei Gebläsen wendet man entweder einen aus Eisenblech luftdicht zusammengenieteten Ballon, dessen Inhalt 40 bis 50mal so groß ist als der des Cylinders, oder den Fig. 292 abgebildeten Wasserregulator an, der seinem Wesen nach ganz mit dem Gasometer übereinkommt, wie er zur Gasbeleuchtung angewendet wird. In den Kasten *B*, welcher aus luftdicht zusammengeschraubten eisernen Platten besteht und dessen Inhalt den des Cylinders weit übertrifft, strömt durch das Rohr *D* vom Cylinder her die Luft ein, durch das Rohr *C* aber wieder aus. Die Luft im Kasten *B* ist unten durch Wasser gesperrt, dessen Niveau *rr* im Kasten nothwendig tiefer steht als der Spiegel *vv* außerhalb. Von der Differenz der Höhen der Wasserspiegel hängt der Grad der Compression der Luft in *B* und also auch die Geschwindigkeit des Ausflusses durch das Rohr *C* ab.

Fig. 292.

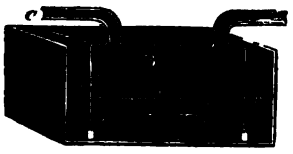
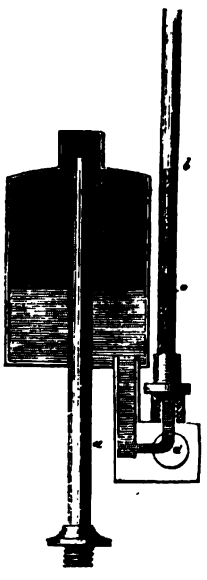


Fig. 293.

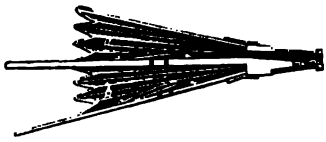


Um den Druck der Luft in den verschiedenen Theilen des Gebläseapparates zu bestimmen, bedient man sich eines Manometers, welches für diesen besonderen Fall den Namen eines Windmessers führt. Ein sehr practisch construirter Windmesser ist Fig. 293 im Durchschnitte dargestellt. Ein von allen Seiten luftdicht verschlossener Blechkasten ist zum Theil mit Wasser gefüllt. Durch den Boden des Kastens geht eine Röhre *a*, welche unten ein Schraubengewinde hat, damit man sie auf den Gebläseapparat schrauben kann. Durch diese Röhre communicirt der Apparat mit dem oberen Theile des Blechkastens, und in diesem oberen Theile des Blechkastens wird also die Luft gerade so stark comprimirt seyn, wie in dem Theile des Gebläseapparates, auf welchen der Windmesser aufgeschraubt ist. Mit dem unteren Theile des Blechkastens communicirt aber eine getheilte Glasröhre *b*. Das Was-

ſer wird durch eine Oeffnung im Deckel des Blechkaſtens eingegoſſen, und zwar gerade ſoviel, daß das Waſſer in der Röhre genau am Nullpunkte der Theilung ſteht; alsdann wird dieſe Oeffnung durch einen Korkſtopfen luftdicht verſchloſſen. Sobald nun die Luft im oberen Theile des Blechkaſtens comprimirt wird, ſteigt das Waſſer in der Röhre, ohne daß im Kaſten ein merkliches Sinken des Waſſerſpiegels ſtattfindet; die Erhebung der Waſſerſäule über den Nullpunkt des Glasrohrs giebt demnach den Druck an, welchen die Luft im Innern des Apparates auszuhalten hat. Vermittelſt des Hahnes kann man die Verbindung des Blechkaſtens mit dem Glasrohre nach Belieben unterbrechen.

Der Blasbalg in ſeiner einfachſten Geſtalt iſt wohl hinlänglich bekannt. Mit einem einfachen Blasbalge kann man aber keinen continuirlichen Luftſtrom erzeugen, wie dies in Schmieden, in chemiſchen Laboratorien u. ſ. f. nöthig iſt; man wendet in dieſem Falle zuſammengeſetzte Blasbälge an, welche conſtruirt ſind, wie Fig. 294 zeigt. Wenn die obere Abtheilung *a* eines ſolchen Blasbalges mit Luft gefüllt iſt, die durch Gewichte, welche auf dem oberen Deckel liegen, comprimirt wird, ſo kann ſie nur durch die Oeffnung bei *c* entweichen, denn das Ventil zwiſchen *a* und *b* ſchließt ſich, ſobald die Luft in *a* ſtärker comprimirt iſt als in *b*. Wenn die untere Platte des Raumes *b* hebt, ſo wird die Luft in *b* comprimirt, ſie hebt das nach *a* führende Ventil und bringt in den oberen Raum. Beim Niedergange der unterſten Platte ſchließt ſich das Ventil zwiſchen *a* und *b* wieder, das Ventil, welches aus *b* in die freie Luft führt, öffnet ſich, und *b* füllt ſich von Neuem mit Luft, welche abermals in den oberen Raum geſchafft wird. Man begreift leicht, daß das Ausſtrömen der Luft aus *a* durch die Oeffnung *c* nicht unterbrochen wird, während *b* von Neuem ſich mit Luft füllt.

Fig 294.



123 **Geſetze des Ausſtrömens der Gaſe.** Für die Ausflußgeſchwindigkeit der Gaſe gelten dieſelben Geſetze, wie bei Flüſſigkeiten, d. h. die Ausflußgeſchwindigkeit iſt (Seite 233)

$$c = \sqrt{2gs},$$

wenn s die Druckhöhe bezeichnet. Hier aber iſt s eine Größe, die nicht direct durch die Beobachtung gegeben iſt, wie bei tropfbar-flüſſigen Körpern. Für dieſe bezeichnet s die Höhe der Flüſſigkeitsſäule, deren Druck den Ausfluß bewirkt, und welche von derſelben Natur und Dichtigkeit iſt wie die ausſtrömende Flüſſigkeit. Gaſe, welche in einem Gefäße enthalten ſind, ſind aber nie durch eine Luftſäule von gleichmäßiger Dichtigkeit und

wohlbegränzter Höhe comprimirt, denn selbst wenn das Gas nur durch den Druck der Atmosphäre comprimirt wäre, ist die Luftsäule, welche diesen Druck hervorbringt, weder von gleichförmiger Dichtigkeit, noch von meßbarer Höhe, also selbst in diesem Falle kann s nicht direct aus der Beobachtung entnommen werden. Gewöhnlich aber mißt man den Druck, welcher die Luft aus einem Reservoir austreibt, durch die Höhe einer Wasser- oder Queckſilbersäule, welche man an einem Manometer beobachtet. Der Werth von s, welcher in den oben angegebenen Werth der Ausflußgeschwindigkeit gesetzt werden muß, ist also jederzeit aus den beobachteten Umständen zu berechnen.

Der einfachste Fall, der hier in Betrachtung kommen kann, ist der, daß Luft von atmosphärischer Pressung in einen luftleeren Raum einströmt. Der mittlere atmosphärische Druck hält einer Wassersäule von 32 Fuß oder 10,4 Metern das Gleichgewicht. Die Dichtigkeit der Luft aber, welche diesen mittleren Druck auszuhalten hat, ist 770mal weniger dicht als Wasser; eine Luftsäule also, welche durchweg diese Dichtigkeit hat, müßte eine Höhe von $770 \times 32 = 24640$ Fuß haben, wenn sie dem Drucke der Atmosphäre das Gleichgewicht halten soll; für diesen Fall also wäre $s = 24640'$, und also $c = \sqrt{2.30.2464} = 1215'$.

Wenn die Luft aus einem Reservoir, in welchem sie nur durch den Druck einer halben Atmosphäre comprimirt ist, in einen leeren Raum ausströmt, so wird die Ausflußgeschwindigkeit gerade so groß seyn wie im vorigen Falle, nämlich $1215'$. Der Grund davon ist leicht einzusehen, denn obgleich hier der Ausfluß nur durch einen halb so großen Druck hervorgebracht wird wie vorher, so ist auch die ausfließende Luft nur halb so dicht. Ueberhaupt ist die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft in einen leeren Raum einströmt, stets dieselbe, der Druck, welcher das Einströmen bedingt, mag seyn, welcher er will.

Wenn die Ausströmung in einen Raum stattfindet, der bereits Luft, wiewohl von geringerer Spannung, enthält, so ist das Bestreben, zu entweichen, begreiflicherweise nur von der Differenz beider Spannungen abhängig. Bezeichnen wir den Unterschied beider Spannungen als eine Luftsäule von der Höhe H und der Dichtigkeit der stärker comprimirten Luft, so ist die Ausflußgeschwindigkeit

$$c = \sqrt{2gH}.$$

Wir wollen versuchen, den Werth von H für den Fall zu bestimmen, daß aus einem Reservoir stärker comprimirte Luft in die atmosphärische Luft ausströmt. Die Compression der Luft im Reservoir sey durch eine Wassersäule gemessen, deren Höhe wir mit h bezeichnen wollen. Diese Höhe h giebt den Unterschied der Spannung der inneren und äußeren Luft an, und es ist nur auszumitteln, wie hoch eine Luftsäule von der Dichtig-

keit der Luft im Reſervoir ſeyn müßte, um einer Waſſerſäule von der Höhe h das Gleichgewicht zu halten. Hätten wir mit Luft von mittlerer atmoſphäriſcher Preſſung zu thun, ſo könnte man für die Waſſerſäule von der Höhe h eine Luftſäule von der Höhe $770h$ ſubſtituiren. Um derſelben Waſſerſäule das Gleichgewicht zu halten, haben wir aber eine Luftſäule von geringerer Höhe nöthig, wenn die Luft dichter iſt, und zwar ſteht die erforderliche Höhe in umgekehrtem Verhältniſſe zur Dichtigkeit der Luft.

Die atmoſphäriſche Luft von mittlerer Preſſung, welche 770mal leichter iſt als Waſſer, iſt gleichſam durch eine Waſſerſäule von 32 Fuß oder 10,4 Metern, welche Höhe mit b bezeichnet ſeyn mag, comprimirt, während die Luft in unſerm Reſervoir den Druck einer Waſſerſäule von der Höhe $b' + h$ auszuhalten hat, wenn b' die Höhe einer Waſſerſäule bezeichnet, welche dem gerade ſtattfindenden Barometerſtande entſpricht. Die Dichtigkeit der Luft von mittlerer Preſſung verhält ſich demnach zur Dichtigkeit der Luft in unſerm Reſervoir, wie $b : b' + h$; die Luft im Reſervoir iſt alſo $\frac{b' + h}{b}$mal dichter als die Luft von mittlerer atmoſphäriſcher Preſſung; ſtatt einer Luftſäule von der Höhe $770h$ dieſer dünneren Luft haben wir alſo auch eine Säule von der Höhe $\frac{770 \,.\, h \,.\, b}{b' + h}$ jener dichteren Luft zu ſetzen, und dieſer Werth $\frac{770.h.b}{b' + h}$ iſt es, den wir für H in die obige Gleichung ſetzen müſſen; denn eine Luftſäule von der Höhe $\frac{770b.h}{b' + h}$ und der Dichtigkeit der Luft im Reſervoir würde der Waſſerſäule von der Höhe h vollkommen das Gleichgewicht halten. Die Ausflußgeſchwindigkeit für unſern Fall iſt alſo

$$c = \sqrt{2g \frac{770b.h}{b' + h}}.$$

Die Ausflußmenge in einer Sekunde würde man erhalten, wenn man den Querſchnitt der Oeffnung f mit dieſem Werthe von c multiplicirt, vorausgeſetzt, daß in jedem Punkte des Querſchnittes die ausſtrömenden Lufttheilchen mit dieſer Geſchwindigkeit paſſiren. Die Ausflußmenge in t Sekunden würde demnach ſeyn

$$M = f \,.\, t \sqrt{2g \frac{770b \,.\, h}{b' + h}}.$$

Die Erfahrung aber zeigt, wie wir dies ja auch ſchon bei tropfbar-flüſſigen Körpern geſehen haben, daß die wirkliche Ausflußmenge geringer iſt als die theoretiſche; und zwar hat man die theoretiſche Ausflußmenge mit einem beſtimmten Factor μ zu multipliciren, um die wirkliche zu erhalten.

Für Waſſer iſt bekanntlich dieſer Factor 0,64 und iſt faſt ganz unab-

hängig von der Druckhöhe, indem er nur sehr unbedeutend wächst, wenn die Druckhöhe abnimmt. Für Gase aber ist der Werth von μ sehr veränderlich. Nach Schmidt, welcher diesen Gegenstand zuerst einer genaueren Untersuchung unterworfen hat, ist μ bei einer Druckhöhe von 3 Fuß (Wasser) gleich 0,52. Nach d'Aubuisson's Versuchen ist, innerhalb der Druckhöhen von 0,1 bis 0,5 Fuß, der Werth von $\mu = 0{,}65$ zu setzen. Solche Verschiedenheiten können nicht wohl von Beobachtungsfehlern herrühren und beweisen unzweifelhaft eine Veränderlichkeit von μ.

Eine sehr genaue Reihe von Versuchen hat Koch über diesen Gegenstand angestellt. Er hat gefunden, daß, wenn die Druckhöhe von 6 Fuß bis 0,15 Fuß abnimmt, der Werth von μ von 0,5 bis auf 0,6 wächst. Buff hat gezeigt, daß, wenn man

$$\mu = 0{,}626\ (1 - 0{,}789\ \sqrt{h})$$

setzt, wo h, wie bisher, die Druckhöhe bezeichnet, die nach dieser Formel berechneten Werthe sehr gut mit den Koch'schen Beobachtungen übereinstimmen, daß also diese Formel das empirische Gesetz für die Veränderlichkeit des Ausflußcoëfficienten μ ist. Später hat Buff hierüber selbst genaue Versuche bei geringem Drucke, wie er besonders in der Praxis vorkommt, angestellt, welche gleichfalls die Veränderlichkeit des Coëfficienten μ in der erwähnten Weise bestätigen.

Die Differenz zwischen der theoretischen und wirklichen Ausflußmenge hat hier einen ganz analogen Grund, wie bei den tropfbar-flüssigen Körpern, und es läßt sich daraus schließen, daß auch hier eine contractio venae stattfinden muß, obgleich wir sie nicht unmittelbar beobachten können.

Cylindrische Ansatzröhren eben so wie conische, mag nun die weite Oeffnung nach innen oder nach außen gekehrt seyn, vermehren die Ausflußmenge der Gase.

Seitendruck der Gase beim Ausströmen. Wenn sich Luft durch 124
Röhrenleitungen bewegt, so ist ein Reibungswiderstand zu überwinden, und dazu wird ein Theil der Spannung des comprimirten Gases verwendet werden, also für die Bewegung verloren gehen. Der Druck, den die Röhrenwände von der Tension der durchströmenden Luft auszuhalten haben, nimmt um so mehr ab, je mehr man sich der Mündung des Rohres nähert, wie man sich durch Manometer überzeugt, welche an verschiedenen Stellen des Rohres angebracht werden. Es ist dies ganz den Erscheinungen analog, welche man bei der Bewegung von Flüssigkeiten durch Röhrenleitungen beobachtet. Ueber den Reibungswiderstand, welcher bei der Bewegung der Luft durch Röhren überwunden werden muß, sind besonders von d'Aubuisson und Buff Versuche angestellt worden.

Das Phänomen des Saugens findet bei der Bewegung der Gase auf

eine ganz analoge Weiſe, wie bei dem Ausſtrömen von Flüſſigkeiten, Stan. Clement und Deſormes haben eine äußerſt intereſſante, hierher gehörige Erſcheinung beſchrieben (Fig. 295). Wenn man in die obere Wand eines Reſervoirs, welches comprimirte Luft enthält, eine Oeffnung von 1 bis 2 Zoll Durchmeſſer macht, ſo entweicht die Luft mit großer Gewalt. Wenn man der Oeffnung eine Scheibe von Holz oder Metall nähert, welche 7 bis 8 Zoll Durchmeſſer hat, ſo wird ſie, nachdem der erſte Widerſtand überwunden iſt, nicht mehr abgeſtoßen; ſie oscillirt lebhaft, indem ſie in ſehr kurzen Zwiſchenräumen ſich der Oeffnung bald nähert, bald von ihr entfernt. Die Luft entweicht dabei mit großem Geräuſch zwiſchen der Scheibe und der Wand. Wenn man verſucht, die Scheibe wegzunehmen, ſo muß man große Kraft anwenden, wie wenn ſie auf die Wand feſtgeleimt wäre. Clement und Deſormes erklärten dies Phänomen ganz richtig. Der Luftſtrahl, welcher die Oeffnung verläßt, muß ſich in eine dünne Schicht zwiſchen der Scheibe und der Wand ausbreiten (Fig. 295). Bei unveränderter Dicke muß ſie ſich nun um ſo mehr ausbreiten, je mehr ſie ſich dem Rande der Scheibe nähert; ſie befindet ſich alſo in demſelben Falle wie ein flüſſiger Strahl, welcher die immer wachſenden Querſchnitte eines coniſchen Anſatzrohres ausfüllen ſoll. Zwiſchen der Scheibe und der Wand bildet ſich ein luftverdünnter Raum, in Folge deſſen die atmoſphäriſche Luft, von unten gegen die Scheibe drückend, ſie an die Wand anpreßt.

Fig. 295.

Man kann dieſen Verſuch auch im Kleinen anſtellen, wenn man Luft mit dem Munde durch eine Röhre bläſ't, welche mit einer ebenen Scheibe endigt, wie dies Fig. 296 dargeſtellt iſt. *a b* iſt eine Glasröhre, welche in einem durchbohrten Korkſtopfen ſteckt, an deſſen unterer Fläche eine Scheibe von dünnem glatten Pappendeckel angeleimt iſt. Dieſe Scheibe hat natürlich in der Mitte ein Loch. Nahe am Rande ſind drei Stäbchen, etwa von Draht, oder auch Glasſtäbchen befeſtigt (etwa durch ein aufgeleimtes Korkſtückchen *d* Fig. 297). An ihrem unteren Ende iſt an jedem dieſer Stäbchen ein Knopf *f*. Fig. 297, von Holz oder Kork befeſtigt, und auf dieſen drei Knöpfchen liegt endlich frei nach Oben beweglich eine Scheibe von dünnem Kartenpapier; ſie hat drei Löcher, durch welche die drei Stäbchen hindurchgehen. Sobald man bei *a* in die Röhre *a b* hineinbläſ't, wird die bewegliche Scheibe gehoben und bleibt an der oberen Scheibe hängen, bis man mit Blaſen aufhört.

Fig. 296.

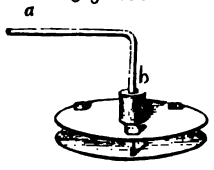


Fig. 297.

Den Durchmesser der Scheiben kann man ungefähr 1 Decimeter, die vertikale Entfernung der beiden Scheiben 1 Centimeter machen.

Die einfachste Art, diesen Versuch anzustellen, hat Faraday angegeben. Man schließe die Finger der offenen Hand fest an einander, so wird doch noch von Gelenk zu Gelenk ein spaltartiger Zwischenraum bleiben. Während man nun die Hand auf diese Weise horizontal hält, so daß die Fläche abwärts gekehrt ist, applicire man die Lippen dem Intervall zwischen dem Zeige- und Mittelfinger, nahe an ihren Wurzeln, und blase möglichst stark. Bringt man nun ein Stück Papier von 3 bis 4 Quadratzoll an die Oeffnung, durch welche der Luftstrom hindurchgeht, so wird es weder durch diesen Luftstrom fortgeblasen, noch fällt es durch sein Gewicht herab, was aber sogleich geschieht, sobald man mit Blasen aufhört.

Vierter Abſchnitt.

Akuſtik.

Erſtes Kapitel.

Geſetze der Wellenbewegung im Allgemeinen und der Schallwellen insbeſondere.

125 Wenn ein Pendel aus ſeiner Gleichgewichtslage herausgebracht wird und dann ſich ſelbſt überlaſſen bleibt, ſo wird es zunächſt durch die Schwere ſeiner Gleichgewichtslage wieder zugeführt, in derſelben angelangt, kann es aber nicht in Ruhe bleiben, weil es mit einer Geſchwindigkeit ankommt, die es über die Gleichgewichtslage hinaustreibt, und ſo macht denn das Pendel eine Reihe von Schwingungen, deren Geſetze wir ſchon oben betrachtet haben.

Bei der Bewegung des Pendels bleibt die gegenſeitige Lage der Theilchen deſſelben unverändert. Wenn aber die gegenſeitige Lage der einzelnen Theilchen eines Körpers durch irgend eine äußere Urſache geſtört wird, ſo werden dieſelben, wenn irgend Kräfte vorhanden ſind, welche die urſprüngliche Gleichgewichtslage wieder herzuſtellen ſtreben, ebenfalls in eine oscillatoriſche Bewegung gerathen, welche ſich von der Pendelbewegung weſentlich dadurch unterſcheidet, daß ſich die gegenſeitige Lage der Partikelchen mit jedem Momente ändert; man hat alſo hier nicht allein die Oscillationsbewegung eines einzelnen Theilchens, ſondern auch die Veränderungen in der gegenſeitigen Lage der Theilchen zu betrachten.

Die Oscillationsbewegung der einzelnen Theilchen eines Körpers kann von der Art ſeyn, daß alle Theilchen gleichzeitig in Bewegung gerathen, gleichzeitig ihre Gleichgewichtslage paſſiren, gleichzeitig die Gränzen ihrer Oscillationsamplituden erreichen und dann gleichzeitig ihren Rückweg wieder beginnen. Von dieſer Art ſind die Vibrationen eines an einem Ende eingeklemmten Stahlſtreifens, Fig. 298, einer zwiſchen zwei

Fig. 298.

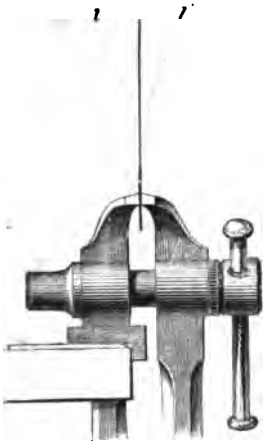
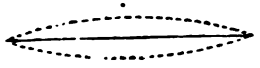


Fig. 299.



feſten Punkten ausgeſpannten Saite, Fig. 299. Solche Schwingungen nennt man nach Weber »ſtehende Schwingungen«.

Wenn die Bewegungen der einzelnen Theilchen von der Art ſind, daß die Vibrationsbewegung von Theilchen zu Theilchen fortſchreitet, daß jedes folgende Theilchen dieſelben Oscillationen macht wie das vorhergehende, nur mit dem Unterſchiede, daß es ſeine Bewegung ſpäter beginnt, ſo ſind dies fortſchreitende Schwingungen. Durch die fortſchreitenden Schwingungen werden Wellen erzeugt. Die Bewegung, das Fortſchreiten der Welle iſt hier weſentlich von der Oscillation der einzelnen Theilchen zu unterſcheiden.

Beiſpiele von Wellenbewegung liefert uns eine ruhige Waſſerfläche, auf welche man einen Stein fallen läßt, ein langes geſpanntes Seil, gegen welches man nahe am einen Ende einen kräftigen Schlag führt, die Schallwellen in der Luft u. ſ. w. Wir werden dieſe verſchiedenen Wellenbewegungen alsbald näher betrachten.

Die Vibrationsbewegungen können nun je nach der Urſache der Störung des Gleichgewichtes, je nach der Natur der Kraft, welche die Theilchen wieder in die Gleichgewichtslage zurückzuführen ſtrebt, bald größer, bald kleiner ſeyn, ſo daß dadurch die äußere Geſtalt der Körper merkliche oder unmerkliche Formveränderungen erleidet; die Vibrationen können langſamer oder ſchneller ſeyn; ſie ſind oft langſam genug, daß man die einzelnen Schwingungen mit dem Auge verfolgen und zählen, oft ſind ſie aber auch ſo ſchnell, daß man die einzelnen Oscillationen nicht mehr für ſich unterſcheiden kann.

Wenn die Vibrationsbewegung eines Körpers einen gewiſſen Grad von Geſchwindigkeit überſchreitet, ſo kann ihre Geſammtwirkung noch einen gewiſſen Eindruck hervorbringen, indem ſie in den umgebenden Medien Wellenbewegungen erzeugt, durch welche ſie, bis zu beſonders eingerichteten Sinnes-Organen fortgeleitet wird und hier eine eigenthümliche Empfindung veranlaßt.

So veranlaſſen Vibrationen, deren Geſchwindigkeit innerhalb gewiſſer bald näher zu beſprechender Gränzen liegt, in der Luft oder anderen ela-

ſtiſchen Medien Wellen, welche, in abwechſelnden Verdichtungen und Verdünnungen beſtehend, bis zum Ohre fortgepflanzt als Ton wahrgenommen werden.

Noch ungleich ſchnellere Vibrationen der Körpertheilchen bringen durch die Wellenbewegung eines eigenthümlichen elaſtiſchen Fluidums, welches wir Aether nennen, bis in unſer Auge fortgepflanzt, hier den Eindruck des Lichtes hervor.

Da nun ſowohl Schall- als Lichtvibrationen durch Wellenbewegungen fortgepflanzt werden, ſo wollen wir zunächſt die wichtigſten Geſetze der Wellenbewegung überhaupt etwas näher betrachten und dieſe Betrachtung mit den Waſſerwellen beginnen, weil von ihnen doch der Begriff der Welle entnommen iſt und weil durch das Verſtändniß der Waſſerwellen das Verſtändniß anderer Wellenbewegungen, namentlich der Schallwellen, welche uns hier vorzugsweiſe intereſſiren, ſehr erleichtert wird.

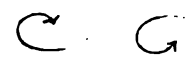
126 Wenn man einen Stein ins Waſſer wirft, ſo bilden ſich kreisförmige Wellen, welche von einem Mittelpunkte (der Stelle, wo der Stein ins Waſſer fiel) aus nach allen Richtungen ſich mit gleichförmiger Geſchwindigkeit verbreiten, wenn nicht irgend eine ſtörende Urſache wirkt. Die Wellen beſtehen in abwechſelnden Bergen und Thälern, welche ſich ziemlich raſch einander folgen und welche in der Richtung von dem Mittelpunkte nach außen hin fortſchreiten.

Während nun ein Wellenberg nach außen hin fortſchreitet, nehmen nicht etwa auch die einzelnen Waſſertheilchen an dieſer fortſchreitenden Bewegung Antheil, denn wenn ein Stückchen Holz auf dem Waſſer ſchwimmt, ſo ſieht man, wie es abwechſelnd gehoben wird und ſich dann wieder ſenkt, wenn Wellenberge und Wellenthäler gleichſam unter ihm wegziehen.

Die Kraft, durch welche die Waſſerwellen hier fortgepflanzt werden, iſt die Schwere, denn wenn durch irgend eine Urſache in der horizontalen Waſſerfläche eine Erhöhung oder Vertiefung hervorgebracht wird, ſo wirkt alsbald die Schwere der einzelnen Waſſertheilchen, um die geſtörte horizontale Ebene wieder herzuſtellen, dadurch wird eine Oscillationsbewegung hervorgebracht, welche nach und nach von Theilchen zu Theilchen fortgepflanzt wird.

Sobald ſich einmal regelmäßige Wellen gebildet haben, beſchreiben die einzelnen Waſſertheilchen an der Oberfläche während des Fortſchreitens der Welle in ſich zurückkehrende Kurven, welche im Falle der größten Regelmäßigkeit Kreiſe ſind, nur in ſolchen Fällen, in welchen der dem Gipfel vorangehende Theil des Wellenberges dem folgenden nicht gleich iſt, beſchreiben die einzelnen Waſſer-

Fig. 300. Fig. 301.



theilchen Kurven, die nicht in sich geschlossen sind, von der Art, wie sie Fig. 300 und Fig. 301 dargestellt sind.

Die Bewegung der einzelnen Wassertheilchen während des Fortschreitens der Welle ist von den Gebrüdern Weber durch eine Reihe genauer Versuche ermittelt worden. Sie bedienten sich hier zu diesen Versuchen einer größeren und kleineren Wellenrinne. Die kleinere war ungefähr $5\frac{1}{2}$ Fuß lang und über 8 Zoll tief; die beiden Seitenwände wurden durch Glastafeln gebildet, welche 6,7 Linien weit von einander abstanden; bei der größeren, welche einen 6 Fuß langen, 2,5′ tiefen und 1 Zoll 1,4 Linien breiten Raum einschloß, waren die Seitenwände durch Bretter gebildet, in denen nur an einzelnen Stellen Glasstreifen wasserdicht eingesetzt waren.

Betrachten wir nun den Zusammenhang zwischen der Bewegung der einzelnen Wassertheilchen und dem Fortschreiten der Welle etwas genauer.

Nehmen wir an, eine ganz regelmäßige Wellenbewegung habe sich, von der Linken zur Rechten fortschreitend, bis zu dem Wassertheilchen 0, Fig. 302, fortgepflanzt und veranlasse dieses Theilchen, nun eine kreisför-

Fig. 302.

mige Bahn zurückzulegen. Während nun das Theilchen *o* zum ersten Male seine Kreisbahn vollendet, wird die Bewegung eine bestimmte Strecke sich fortpflanzen. Das mit 12 bezeichnete Wassertheilchen sey nun dasjenige, bis zu welchem sich die Oscillationsbewegung von 0 aus fortpflanzt, während 0 eine Umdrehung vollendet, so wird 12 seine erste Umdrehung in demselben Momente beginnen, in welchem 0 seine zweite Umdrehung beginnt.

Denken wir uns nun den Umfang des Kreises, welchen das Theilchen 0 beschreibt, und ebenso den Raum zwischen 0 und 12 in 12 gleiche Theile getheilt, so wird die Wellenbewegung in der Richtung von 0 nach 12 immer um eine Abtheilung weiter schreiten, während das Theilchen 0 $\frac{1}{12}$ seiner kreisförmigen Bahn zurücklegt.

Während das Theilchen 0 das erste Zwölftel seiner Bahn zurücklegt, pflanzt sich die Wellenbewegung bis 1, während 0 das erste Viertel seiner Bahn zurücklegt, pflanzt sie sich bis 3 fort.

Fig. 303 stellt den Moment dar, in welchem das Theilchen 0 den vierten Theil oder $\frac{3}{12}$ des Kreises zurückgelegt hat, den es durchlaufen

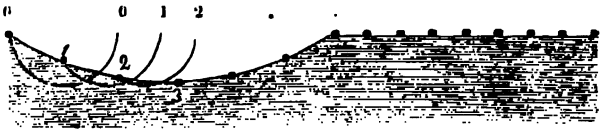
ſoll; das Theilchen 1 hat in dieſem Augenblicke $^2/_{12}$, das Theilchen 2 hat

Fig. 303.

$^1/_{12}$ ſeiner Kreisbahn zurückgelegt, das Theilchen 3 iſt noch nicht aus ſeiner Gleichgewichtslage verrückt.

Die Fig. 304 bezieht ſich auf den Augenblick, in welchem das Theilchen

Fig. 304.



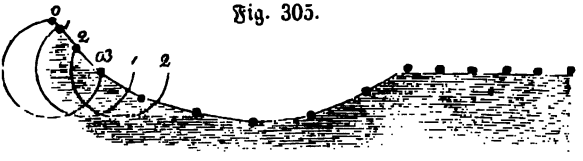
0 die Hälfte ſeiner Bahn zurückgelegt hat; das Theilchen 1 hat $^5/_{12}$, das Theilchen 2 hat $^4/_{12}$, das Theilchen 3 hat $^3/_{12}$ ſeiner Bahn zurückgelegt, die Theilchen 4 und 5 befinden ſich in derſelben Lage wie die Theilchen 1 und 2 der vorigen Figur. Das Theilchen 6 iſt noch nicht aus ſeiner Gleichgewichtslage entfernt, beginnt aber eben ſeine Bewegung.

Hier hat das Theilchen 3 ſeine tiefſte Stellung erreicht, hier iſt die Mitte eines Wellenthals.

Wenn nun abermals $^1/_{12}$ der Zeit vergangen iſt, welche ein Theilchen braucht, um ſeinen Kreislauf ganz zu vollenden, ſo wird das Theilchen 3 in eine ſolche Lage gegen ſeine urſprüngliche Stellung gekommen ſeyn, wie es jetzt für das Theilchen 2 der Fall iſt, das Theilchen 4 hat ſeine tiefſte Stellung erreicht, es iſt um $^1/_4$ Kreis von ſeiner Gleichgewichtslage entfernt; das Wellenthal iſt alſo in dieſem Zeittheilchen von 3 bis 4 fortgerückt.

Fig. 305 ſtellt den Moment dar, wo das Theilchen 0 $^3/_4$ ſeines Weges

Fig. 305.

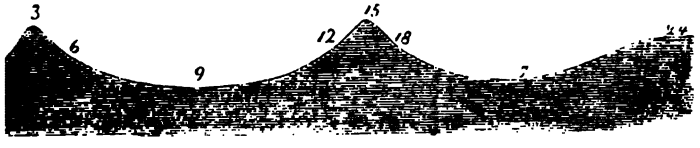


zurückgelegt, wo es den höchſten Punkt ſeiner Bahn erreicht hat, hier iſt alſo der Gipfel eines Wellenberges. Das Theilchen 1 hat bereits $^8/_{12}$, 2 hat $^7/_{12}$, 3 hat $^6/_{12}$ ſeiner Bahn zurückgelegt; die Theilchen 4, 5, 6, 7, 8

den ſich in derſelben Lage, wie 1, 2, 3, 4 und 5 der vorigen Figur.
dem Momente an, auf welchen ſich Fig. 304 bezieht, bis zu dem
ente, welchen Fig. 305 darſtellt, iſt das Wellenthal von 3 bis 6
rückt.
ährend das Theilchen 0 das letzte Viertel ſeiner Bahn zurücklegt,
tet der Wellenberg von 0 bis 3, das Wellenthal von 6 bis 9 fort,
n demſelben Moment, wo 0 ſeine Bahn zum erſten Male zurück-
hat und ſie zum zweiten Male zurückzulegen beginnt, wird das
chen 12 zum erſten Male ſeine Bahn beginnen.
ieſer Moment iſt in Fig. 306 dargeſtellt, welche wohl keiner Erläu-
g mehr bedarf.

Fig. 306.

Fig 307.



ie Fig. 307 ſtellt den Augenblick dar, in welchem 0 zum zweiten
ſeine Bahn zurückgelegt hat; in dieſem Moment wird 12 ſeinen
zum erſten Male gemacht und die Bewegung überhaupt ſich bis 24
pflanzt haben; ein Wellenberg iſt in 3, ein zweiter in 15, ein Wel-
al in 9, ein zweites in 21.
enn nun die Wellenbewegung ungeſtört fortdauert, ſo werden dadurch,
ie einzelnen Waſſertheilchen fortfahren, ihre Kreisbahnen zu durch-
n, die Wellenberge ſowohl als die Wellenthäler gleichmäßig in der
ung von der Linken zur Rechten fortſchreiten, indem ein Theilchen
dem andern den höchſten oder tiefſten Punkt ſeiner Bahn erreicht.
o ſchreitet denn Wellenberg und Wellenthal dadurch voran, daß allen
ertheilchen dieſelbe Kreisbewegung mitgetheilt wird, daß aber jedes
de Theilchen dieſelbe ſpäter beginnt als das vorangehende.
ie Entfernung von einem Theilchen bis zum nächſten, welches ſich in

gleichen Schwingungszuständen befindet, heißt eine Wellenlänge, also die Entfernung von 0 bis 12, von 12 bis 24, denn diese Theilchen beginnen gleichzeitig ihre Oscillation, sie erreichen gleichzeitig ihren tiefsten und ihren höchsten Stand. Demnach ist auch die Entfernung von dem Gipfel eines Wellenberges bis zum nächsten, also in unserer Figur von 3 bis 15, von der Mitte eines Wellenthales bis zur Mitte des nächsten Wellenthales, also hier von 9 bis 21, eine Wellenlänge.

Solche Theilchen, welche um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge von einander entfernt sind, wie 0 und 6, 3 und 9, 9 und 15, befinden sich stets in entgegengesetzten Schwingungszuständen. Das Theilchen 9 z. B. bildet eben den tiefsten Punkt eines Wellenthales, 3 und 15 dagegen den Gipfel eines Wellenberges. Die Theilchen 0 und 6 befinden sich zwar beide in der Höhe ihrer Gleichgewichtslage, allein die Bewegung von 0 ist nach unten, die von 6 ist nach oben gerichtet.

Die Zeit, welche ein Theilchen braucht, um eine Oscillation zu vollenden, heißt die Dauer einer Oscillation.

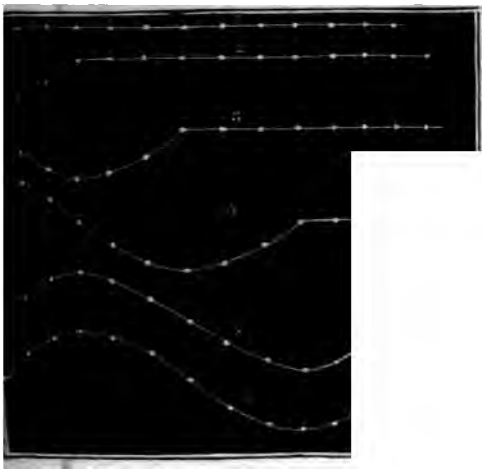
Während ein Theilchen eine Oscillation vollendet, schreitet die Welle um eine Wellenlänge voran.

Die nähere Betrachtung des Verhältnisses zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen, der Größe und Dauer der Oscillationen und der Gestalt der Wellen, der Oscillationsbewegung der Theilchen im Innern der Flüssigkeit, der Abnahme der Höhe der Wellenberge und Thäler mit der Entfernung von dem Ursprunge der Welle, die Bildung der Wellen auf großen Gewässern unter dem Einflusse des Windes würde uns hier zu weit führen; wir müssen in dieser Beziehung auf das classische Werk der Gebrüder Weber: »Wellenlehre, auf Experimente gegründet, Leipzig 1825«, verweisen. Ebenso lassen wir hier die Erscheinungen der Reflexion und Interferenz der Wasserwellen unberücksichtigt, da wir die entsprechenden Erscheinungen bei den Schall- und Lichtwellen doch näher untersuchen müssen.

127 Es ist schon bemerkt worden, daß die Bahnen der Wassertheilchen nicht immer, wie wir in unseren Zeichnungen annahmen, genau kreisförmig, ja nicht einmal immer in sich selbst zurückkehrende Kurven sind. Häufig geht die kreisförmige Bahn in eine elliptische über, indem bald der horizontale, bald der vertikale Durchmesser der größere ist. Wäre der horizontale Durchmesser gleich Null, so würden die einzelnen Theilchen nur rechtwinklig auf der Richtung, nach welcher sich die Wellen fortpflanzen, auf und nieder oscilliren. Eine Bewegung der Art ist es, welche die Wellen am gespannten Seile fortpflanzt. Später werden wir auch eine solche Wellenbewegung bei der Lehre vom Lichte näher kennen lernen.

Die Figuren 1 bis 6 (Fig. 308) ſollen dazu dienen, die Fortpflanzung ſolcher Wellen, alſo etwa der Seilwellen, anſchaulich zu machen. Dieſe Figuren entſprechen ganz genau den Figuren 303 bis 307, ſie laſſen ſich aus dieſen ableiten, wenn man den horizontalen Theil der Bewegung gleich Null ſetzt, ſie werden deshalb auch ohne weitere Erklärung verſtändlich ſeyn.

Fig. 308.



Wenn eine Seilwelle, gegen den einen Befeſtigungspunkt fortſchreitend, an demſelben angekommen iſt, ſo wird ſie reflectirt, ſie kehrt wieder nach dem andern Ende zurück und läuft ſo mehrmals hin und her. Wenn aber nun fortwährend neue Wellen erzeugt werden, ſo wird es kommen, daß die reflectirten Wellen den neu ankommenden begegnen, durch das Zuſammenwirken der beiden Wellenſyſteme aber bilden ſich ſtehende Wellen.

Die Bildung ſtehender Seilwellen durch das Zuſammenwirken 128
(Interferenz) des directen und des reflectirten Wellenſyſtems wollen wir hier nicht näher unterſuchen, weil wir ſpäter doch die auf ganz ähnlichen Principien beruhende Bildung ſtehender Luftwellen durch die Interferenz eines directen und eines reflectirten Wellenſyſtems einer genaueren Betrachtung unterwerfen müſſen, wir wollen hier nur noch die Art der Bewegung eines Seiles oder einer Saite während ſolcher ſtehenden Schwingungen näher betrachten.

Fig. 309.

Der einfachſte Fall iſt der, daß das Seil ſeiner ganzen Länge nach ſchwingt, wie es Fig. 309 dargeſtellt iſt. Man kann dieſe Bewegung dadurch hervorbringen, daß man die Mitte eines nicht gar feſt geſpann-

ten Seiles von 10 bis 20 Fuß Länge etwas aus ihrer Gleichgewicht (am beſten etwas nach der Rechten oder Linken) entfernt und dann Seil ſich ſelbſt überläßt. Alle

Fig 310.

chen befinden ſich gleichzeitig a einen und dann wieder auf d dern Seite der Gleichgewicht ſie erreichen gleichzeitig das mum ihrer Entfernung von Gleichgewichtslage auf der Seite und kommen gleichzeitig auf den Endpunkten ihrer Bahnen a andern Seite an. Die Theilchen alſo, deren Gleichgewichtslage f, g iſt, kommen gleichzeitig in f', d' und g' an, ſie paſſiren gleichzeitig Gleichgewichtslage, nach derſelben Richtung ſich bewegend, ſie gleichzeitig in f'', d'', g'' an.

Während alſo alle Theilchen ſich gleichzeitig ſtets auch in gl Schwingungszuſtänden befinden, iſt nur die Amplitude ihrer Oscillati ungleich, ſie iſt für das Theilchen d größer als für f und g.

Die Schwingungen einer geſpannten Saite, welche man aus Gleichgewichtslage bringt, oder die man in der Mitte ihrer Länge einem Fiedelbogen anſtreicht, ſind ganz von derſelben Art. Die Sch gungen der Saite ſind aber ſo ſchnell, daß man die einzelnen Oscill nen als ſolche nicht mehr unterſcheiden kann, dahingegen bringen ſie einen Ton hervor. In Beziehung auf dieſen Ton werden wir ſpäte Schwingungen der Saite noch einmal zu betrachten haben.

Die Schwingungen eines nicht gar ſtark geſpannten Seiles ſind ſam genug, um ſie zählen zu können; es hält aber ſchwer, auf die an bene Weiſe eine ganz regelmäßige Oscillationsbewegung hervorzubri wenn man die Mitte des Seiles in der Richtung von unten nach aus ihrer Gleichgewichtslage bringt, weil alsdann nicht allein die El tät des Seiles die Theilchen in ihre Gleichgewichtslage zurückführt, fo auch die Schwere; wenn man aber die Mitte des Seiles nach der R oder Linken aus der Gleichgewichtslage bringt, ſo iſt die Bewegung theil eine förmliche Pendelbewegung, weil, wenn das Seil nicht ſehr ſtark geſ iſt, die Mitte immer etwas herabhängt, ſpannt man es aber ſtärker, ſo den die Schwingungen zu ſchnell, um ſie einzeln unterſcheiden zu kö

Am beſten laſſen ſich die ſtehenden Schwingungen an einem Seil gen, wenn man das eine Ende deſſelben befeſtigt, das andere aber i Hand hält und mit demſelben mit gleichförmiger Geſchwindigkeit Kreiſe beſchreibt. Wenn man die richtige Geſchwindigkeit für die A gung der Hand gefunden hat, was während des Verſuchs ganz leic ſo wird das Seil in eine ſolche Bewegung gerathen, daß die Mitte deſſ

einen großen Kreis um ihre Gleichgewichtslage beschreibt. Alle anderen Punkte des Seiles drehen sich dann gleichfalls in Kreisen um ihre Gleichgewichtslage, nur sind die Kreise um so kleiner, je näher die Punkte den Enden des Seiles liegen.

Wenn man nun die Bewegung der Hand beschleunigt, so wird die Regelmäßigkeit der Bewegung des Seiles gestört, es ist aber leicht, die Geschwindigkeit der Hand so zu beschleunigen, daß sich in der Mitte des Seiles ein Ruhepunkt bildet. Jede Hälfte des Seiles schwingt dann ganz in der Weise, wie in dem vorigen Falle, das ganze Seil; die Mitte einer jeden Hälfte beschreibt größere Kreise als alle übrigen Punkte; hier bildet sich also ein Bauch. In unserer Figur haben wir zwei Bäuche und einen Knoten; so nennt man nämlich den ruhenden Punkt k, welcher die beiden schwingenden Theile scheidet.

Fig. 311.

Fig 312.

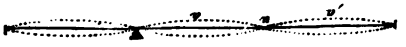
Wenn l seine höchste Stellung erreicht, so erreicht m gleichzeitig seine tiefste, und umgekehrt.

Bei noch größerer Geschwindigkeit der Hand gelangt man leicht dahin, im Seile zwei Knoten und drei Bäuche zu erzeugen, wie dies Fig. 312 dargestellt ist.

Ebenso ist es möglich, daß sich das Seil in noch mehr Abtheilungen theilt, die immer durch einen Knotenpunkt getrennt sind.

Auch an gespannten Saiten lassen sich die Knotenpunkte beobachten. Fig. 313 stelle eine gespannte Saite dar, an welcher durch einen Steg ein Stück abgeschnitten wird, dessen Länge $\frac{1}{3}$ von der Länge der ganzen Saite beträgt, so also, daß durch den Steg die Saite in zwei Theile getheilt wird, von denen der eine halb so groß ist als der andere. Wenn man nun das kleinere Stück mit dem Fiedelbogen anstreicht, so geräth auch das andere Stück in Vibrationen, und zwar so, daß sich ein Knoten in n und zwei Bäuche in v und v' bilden. Der Knoten läßt sich dadurch nachweisen, daß man an verschiedenen Stellen der Saite leichte Papierreiterchen aufsetzt, welche überall sonst abgeworfen werden, während sie auf den Knotenpunkten sitzen bleiben.

Fig. 313.

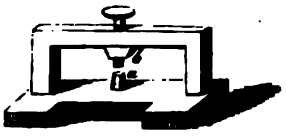


Wenn man den Steg so setzt, daß durch ihn die Saite in zwei Theile getheilt wird, von denen der kleinere $\frac{1}{4}$ von der ganzen Länge der Saite ist, so bilden sich, wenn man diesen kleineren Theil mit dem Fiedelbogen anstreicht, zwei Knoten und drei Bäuche u. s. w.

In Platten, Glocken u. s. w. lassen sich ebenfalls stehende Schwin- 129

gungen hervorbringen. Um Platten vibriren zu machen, kann man die Zange, Fig. 314, anwenden, welche aber ſelbſt ſehr gut befeſtigt ſeyn muß.

Fig. 314.



Die Platte wird zwiſchen den Cylinder *a* und die Schraube *b* gebracht, welche beide mit einem Stückchen Kork oder Leder endigen. Wenn die Platte gehörig feſtgeſchraubt iſt, kann man die Vibrationen durch Anſtreichen mit dem Fiedelbogen hervorbringen.

Man kann auf dieſe Weiſe Platten von Holz, Glas, Metall u. ſ. w. in Schwingungen verſetzen, ſie mögen nun dreieckig, viereckig, rund, elliptiſch u. ſ. w. ſeyn. Die vibrirenden Platten erzeugen ebenſo wie die vibrirenden Saiten Töne, welche bald höher, bald tiefer ſind. Man beobachtet ferner, daß ſich die Platte für jeden dieſer Töne in ſchwingende Theile und Ruhelinien oder Knotenlinien theilt. Im Allgemeinen wird die Ausdehnung der ſchwingenden Theile um ſo kleiner, die Knotenlinien alſo um ſo zahlreicher, je höher der Ton wird.

Um die Exiſtenz dieſer Knotenlinien nachzuweiſen, ſtreut man auf die obere Fläche der Tafel feinen trockenen Sand, welcher während des Tönens in die Höhe hüpft und niederfällt und ſich endlich an den Knotenlinien anhäuft. Auf dieſe Weiſe entſtehen die ſogenannten Klangfiguren, deren Erfinder Chladni iſt.

Savart hat ein ſinnreiches Mittel ausgedacht, um auf eine vollſtändig correcte Weiſe dieſe Figuren aufzuheben, die man doch nur ſehr ſchwer copiren könnte, wenn ſie complicirt und verwickelt ſind. Er wandte nämlich ſtatt des Sandes Lackmus an, welches mit Gummi pulveriſirt und zu einem Teige angemacht, von neuem pulveriſirt und durchgeſiebt wird, um Körnchen von gleicher und paſſender Dicke zu erhalten. Wenn dieſes farbige und hygroſkopiſche Pulver auf der Platte ſich in den Knotenlinien angeſammelt hat, ſo reicht es hin, auf die Platte ein etwas mit Gummiwaſſer befeuchtetes Blatt Papier zu legen und die Figur durch einen leichten Druck auf demſelben zu fixiren. Auf dieſe Weiſe iſt es Savart gelungen, mehrere hundert ſolcher Figuren derſelben Platte zu ſammeln, welche verſchiedenen Tönen entſprechen.

Mit derſelben Platte laſſen ſich, wie ſchon bemerkt, eine Menge verſchiedener Figuren erzeugen, je nachdem man mit dem Bogen ſtärker oder ſchwächer, ſchneller oder langſamer ſtreicht, oder je nachdem man den Unterſtützungspunkt der Platte verändert und an verſchiedenen Stellen des Randes ſtreicht.

Es ſind auf Seite 281, Fig. 315 bis 320 eine Reihe von Klangfiguren dargeſtellt, welche man mit einer quadratiſchen Platte erhält. Um z. B. das

Kreuz zu erhalten, deſſen Arme die Mittelpunkte je zweier paralleler Seiten des Quadrats verbinden (die erſte Figur), hat man die Mitte der Platte zu

Fig. 315.

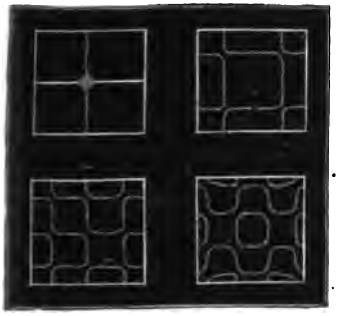


Fig. 316.

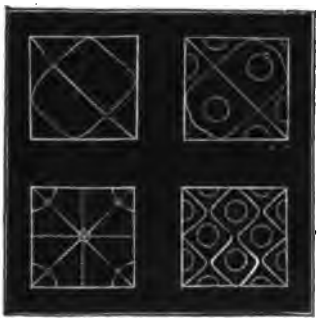


Fig. 317.

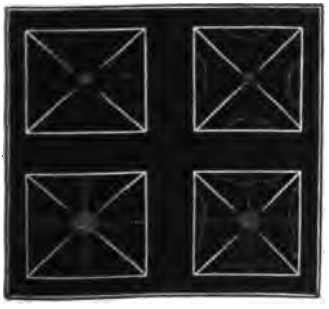


Fig. 318

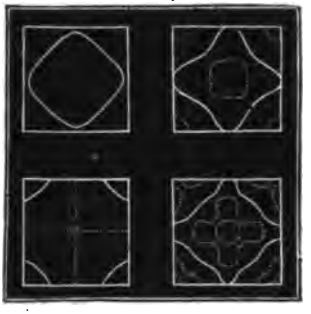


Fig. 319.

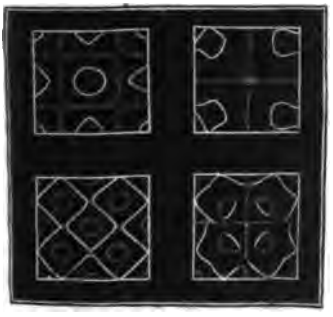


Fig. 320.

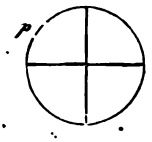
fixiren und an einem Eck zu ſtreichen. Wenn man die Mitte der Platte fixirt und in der Mitte einer Seite des Quadrats ſtreicht, erhält man ein Kreuz, deſſen Arme die gegenüberliegenden Ecken des Quadrats verbinden, Fig. 317.

Dreieckige und vieleckige Platten geben ähnliche Erſcheinungen.

Kreisförmige Platten geben auch unzählig viele Töne, und jedem derſelben entſpricht auch eine beſondere Figur. Man unterſcheidet diametrale, concentriſche und gemiſchte Syſteme.

Das diametrale Syſtem iſt nur aus Durchmeſſern zuſammengeſetzt und theilt den Umfang in eine gerade Anzahl von Theilen. Am leichteſten erhält man die Fig. 321, welche aus zwei Durchmeſſern beſteht; darauf folgen drei Durchmeſſer u. ſ. w.

Fig. 321.



An Metallſcheiben von 3 bis 4 Decimeter Durchmeſſer beobachtet man oft 36 bis 40 Abtheilungen am Umfange. Es iſt leicht einzuſehen, warum bei dieſer Theilungsart durch gerade Linien ſtets eine gerade Anzahl von Abtheilungen entſtehen muß, denn 1) iſt klar, daß die Schwingungen aller Abtheilungen im Einklange ſeyn müſſen, d. h. ſie müſſen alle in gleicher Zeit gleichviel Schwingungen machen, und da ſie gleiche Länge haben, ſo muß auch ihre Ausdehnung dieſelbe ſeyn; 2) müſſen die neben einander liegenden Abtheilungen entgegengeſetzte Bewegungen haben, und dies iſt bei einer ungeraden Anzahl von Abtheilungen nicht möglich.

Bei dem concentriſchen Syſteme bilden die Knotenlinien Kreiſe, deren Mittelpunkt in die Mitte der Scheibe fällt. Der einfachſte Fall iſt der einer einzigen Knotenlinie, Fig. 322. Um dieſe Figuren hervorzubringen, nahm Chladni Platten von großem Durchmeſſer, die in der Mitte ein 4 bis 5 Millimeter weites rundes Loch hatten, durch welches man nach Art eines Fiedelbogens ein Bündel Roßhaare hin- und herzieht. Die Platte braucht nur in einigen der Punkte unterſtützt zu ſeyn, durch welche die Knotenlinie gehen ſoll.

Fig. 322.

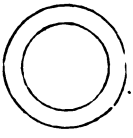


Fig. 323.

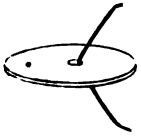
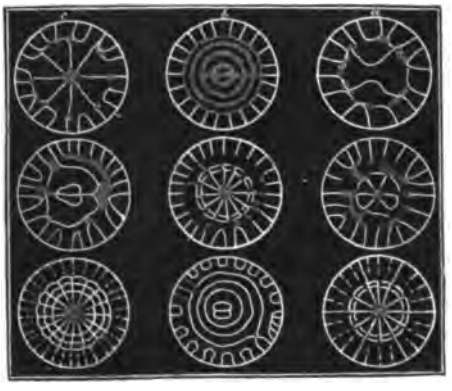


Fig. 324.



Das zuſammengeſetzte Syſtem beſteht aus diametralen Linien, welche mehr oder weniger gebogen, und Kreiſen, die ebenfalls

mehr oder weniger verändert ſind. Um ſolche Figuren zu erhalten, iſt immer einige Geſchicklichkeit nöthig; das Princip beſteht darin, mit den Fingern auf mehrere der Punkte zu drücken, durch welche die Knotenlinien gehen ſollen. In Fig. 324 ſind mehrere ſolcher zuſammengeſetzten Klangfiguren dargeſtellt.

Savart hat auch die Klangfiguren runder Platten ſtudirt und hat z. B. gefunden, daß die diametralen Linien ſich nicht bis zur Mitte fortpflanzen, wenn ihre Anzahl etwas groß wird. Nach Strehlke ſind überhaupt alle Knotenlinien gekrümmt, die ſcheinbar geraden Linien in manchen dieſer Figuren ſind nur Zweige hyperboliſcher Kurven.

Eine höchſt merkwürdige von Savart aufgefundene Thatſache iſt die Verrückung der Knotenlinien. Wenn man eine ſorgfältig gearbeitete Meſſingplatte von ungefähr 4 Decimeter Durchmeſſer und 2 bis 3 Millimeter Dicke in der Weiſe befeſtigt, wie man Fig. 325 ſieht, und, nachdem man semen lycopodii, welches weit leichter iſt als Sand, darauf geſtreut hat, mit einem Fiedelbogen am Rande ſtreicht, ſo beobachtet man, für gewiſſe tiefe und volle Töne, welche einer diametralen Figur von 4, 6 oder 8 Strahlen entſprechen, daß die Knotenlinien nicht feſt bleiben; ſie erleiden eine entſchiedene Oscillationsbewegung, und wenn man mit der Bewegung des Fiedelbogens fortfährt, gelangt man ſelbſt dahin, ihnen eine continuirliche Rotationsbewegung zu ertheilen, ſo daß das Pulver eine Art Wirbel bildet, welcher in einer beſtimmten Entfernung vom Umfange der Scheibe, dem er parallel bleibt, die Ebene der Scheibe durchläuft. Savart erklärt dieſe intereſſante Erſcheinung auf folgende Weiſe: In den Scheiben, ſie mögen noch ſo gut gearbeitet ſeyn, iſt die Elaſticität nicht nach allen Richtungen dieſelbe; es giebt zwei Durchmeſſer, von welchen einer der größten, ein anderer der kleinſten Elaſticität entſpricht. Wenn man nun mit dem Fiedelbogen an einer ſolchen Stelle anſtreicht, daß die Knotenlinien auf dieſe Durchmeſſer fallen, ſo bleiben die Knotenlinien unbeweglich, wenn man aber an einem anderen Punkte anſtreicht, ſo ſind die Bewegungen, welche der Fiedelbogen an dem Rande der Scheibe hervorbringt, unſymmetriſch, und die Knotenlinien, welche ſich bilden, haben ein Beſtreben, in die erſte Lage zurückzukehren, und deshalb oscilliren ſie um dieſe Lage, oder ſie drehen ſich continuirlich, wenn die hinlänglich großen Excurſionen der Scheibe ihnen eine hinreichende Amplitude geben, damit ſie ihre Ruhelage verlaſſen können.

Fig. 325.

Die Glocken machen in der Regel normale Schwingungen, wie die Platten, und theilen ſich auch durch Knotenlinien, welche ſehr unregelmäßig

ſeyn können. Um ſich von dieſen Knotenlinien eine Vorſtellung zu machen, braucht man nur Waſſer oder Queckſilber in eine Glocke oder ein großes Glas mit einem Fuße zu gießen und den Rand mit einem Fiedelbogen anzuſtreichen; man ſieht dann, daß ſich die Oberfläche der Flüſſigkeit abtheilt, wie man z. B. Fig. 326 und Fig. 327 ſieht, wo zwei einander rechtwinklig ſchneidende Knotenlinien deutlich wahrzunehmen ſind.

Fig. 326.

Fig. 327.

Es iſt klar, daß alle feſten Körper ebenſo wie Stäbe und Platten vibriren können, und daß ſie ſich dabei durch Knotenflächen, welche mehr oder weniger unregelmäßig ſind, abtheilen. Wenn alſo ein Block von Holz, Stein oder Eiſen durch den Schlag eines Hammers ertönt, ſo entſtehen in der Maſſe deſſelben ſicherlich Syſteme verdünnter und verdichteter Wellen, wie in einer Luftſäule, nur ſind ſie um ſo kürzer, je weniger compreſſibel die Materie iſt. Es hat aber große Schwierigkeiten, nur einigermaßen bedeutende Maſſen in Schwingungen zu verſetzen und von ihnen reine und anhaltende Töne zu erhalten, und ohne Zweifel ſind deshalb bis jetzt nur ſehr wenig Verſuche über dieſen Gegenſtand gemacht worden. Maſſen von verſchiedener Subſtanz und verſchiedener Form würden ſicherlich auf ihrer Oberfläche Knotenlinien zeigen, welche ein treffliches Mittel bieten könnten, um die Structur und die Elaſticität dieſer Körper zu ſtudiren.

130 **Wirkung der Luft auf die Knotenlinien.** Faraday hat beobachtet, daß die Knotenlinien, welche man im leeren Raume erhält, nicht immer mit den in der Luft erhaltenen übereinſtimmen, namentlich wenn man Bärlappſamen (semen lycopodii) anwendet. Savart hat dieß durch mehrere entſcheidende Verſuche beſtätigt und zugleich die wahre Urſache dieſer Differenz angegeben. Eine Platte von beſtimmter Breite kann in der Luft nicht ſchwingen, ohne daß ſich zu beiden Seiten der Knotenlinien kleine eigenthümliche Wirbel bilden, welche leichten Staub mit in die Höhe nehmen und da niederfallen laſſen, wo ſie einander treffen und wo ihre Geſchwindigkeit gegen die Platte drückt. Wenn man z. B. das Ende eines breiten Streifens in Waſſer taucht, welcher in der Weiſe ſchwingt, daß er eine Knotenlinie in der Mitte ſeiner Länge hat, ſo ſieht man deutlich vermittelſt Staubtheilchen, welche auf dem Waſſer ſchwimmen, einen doppelten Wirbel, Fig. 328. Was aber im Waſſer vorgeht, findet auch in der Luft Statt, und man begreift, daß, wenn die

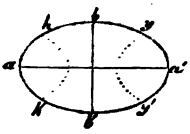
Fig. 328.

Knotenlinien ſich kreuzen, die gegen einander wirkenden Wirbel ſich gegenſeitig modificiren müſſen, und daraus ergeben ſich ſupplementäre Knotenpunkte oder Knotenlinien, auf welchen ſich der feine Staub abſetzt, obgleich unter dieſen ſcheinbaren Ruhepunkten Schwingungen ſtattfinden. Dieſe ſupplementären Punkte und Linien verſchwinden nun im leeren Raume.

Vibrationen ſolcher Körper, welche nicht nach allen Richtungen dieſelbe Elaſticität haben. Savart hat über dieſen Gegenſtand zwei intereſſante Abhandlungen publicirt (Ann. de Chim. et de Phys. T. 40), von denen wir nur einen gedrängten Auszug geben können. 131

Savart bemerkte zuerſt, daß, wenn man eine homogene elliptiſche Platte von Glas oder Metall vibriren läßt, das Syſtem zweier zu einander rechtwinkligen Knotenlinien ſtets mit den beiden Axen aa' und bb' der Ellipſe zuſammenfällt. Wenn man mit aller Gewalt das Syſtem verrücken will, indem man an den Enden dieſer Axen ſtreicht, ſo wird es allerdings verrückt, aber zugleich verändert, denn es geht in eine Art Hyperbel, hh' und yy', über, deren Hauptaxe mit der großen Axe der Ellipſe zuſammenfällt; in dieſem Falle giebt die Platte den tiefſten Ton.

Fig. 329.



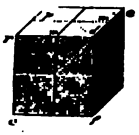
Um die Ellipſe nach der Richtung aa' zu biegen, hat man eine größere Kraft nöthig, als wenn man ſie nach der Richtung bb' biegen will; die Hauptaxe der Hyperbel fällt alſo mit der Richtung zuſammen, welche der Biegung den größten Widerſtand leiſtet.

Eine kreisförmige Platte von Meſſing zeigt ähnliche Erſcheinungen, wenn man ihre Elaſticität in einer Richtung durch mehrere parallele Feilſtriche vermindert, welche die Dicke etwas vermindern. Wenn die Platte in dieſem Zuſtande iſt, fällt das diametrale Syſtem zweier rechtwinkligen Linien immer ſo, daß die eine Knotenlinie der Richtung der Feilſtriche parallel iſt, während die andere darauf rechtwinklig ſteht; wenn man aber an dieſen Punkten ſtreicht, ſo bildet ſich ebenfalls eine Hyperbel, deren Hauptaxe in der Richtung liegt, welche der Biegung den größten Widerſtand leiſtet.

Um die Erſcheinungen zu ſtudiren, welche Platten zeigen, deren Elaſticität ſich allmälig ändert, hat Savart eine Menge kreisförmiger Platten aus Holz geſchnitten, deren Flächen mit der Ebene der Faſern parallel oder mehr oder weniger gegen dieſelbe geneigt ſind. Es ſtelle z. B. cc', Fig. 330, einen Würfel von Hainbuchenholz dar, an welchem die Fläche p parallel mit der Ebene der Faſern, t parallel mit den Faſern, aber rechtwinklig auf ihre Ebene, und b ſenkrecht auf die Faſern (auf's Hirn) iſt. Wenn man mehrere ſolcher ganz gleicher Würfel aus demſelben

Stamm geſchnitten hat, ſo kann man aus ihnen Platten von gleicher Dicke und gleichem Durchmeſſer machen, die man als aus demſelben Würfel genommen betrachten kann. Man ſchneidet ſolche Platten parallel mit der Fläche p, parallel mit t, mit b, dann in der Richtung pm, pm', pd u. ſ. w. Indem nun Savart ſolche Platten vibriren ließ, um entweder das einfache diametrale Syſtem oder die Hyperbeln zu erhalten, fand er merkwürdige Beziehungen zwiſchen der Lage dieſer Syſteme und der Richtung der verſchiedenen Elaſticitätsaxen im Hainbuchenholze. Er erkannte, daß die Schwingungszahl nur indirect mit der Abtheilungsart zuſammenhängt; denn zwei ähnliche Knotenfiguren können von verſchiedenen Tönen herrühren, und umgekehrt bringt derſelbe Ton oft ganz verſchiedene Figuren hervor.

Fig. 330.



Indem Savart drei kleine prismatiſche Stäbe mit quadratiſcher Baſis ſchwingen ließ, die aus ſolchen Würfeln nach den Richtungen dc', df und dr geſchnitten waren, leitete er aus den hervorgebrachten Tönen das Verhältniß des Widerſtandes ab, welches das Hainbuchenholz nach dieſen drei auf einander rechtwinkligen Richtungen einer Biegung entgegenſetzt; er fand, daß, wenn man dieſen Widerſtand nach der Richtung dc' zur Einheit nimmt, der Widerſtand in der Richtung dr gleich 2,25, nach der Richtung df aber gleich 16 iſt.

Aehnliche Verſuche wurden mit Bergkryſtall gemacht. Es iſt bekannt, daß dieſer Körper in ſechsſeitigen Säulen kryſtalliſirt, welche durch ſechsſeitige Pyramiden begränzt ſind, Fig. 331; die Linie ss', welche die Gipfel der Pyramiden verbindet, iſt die Axe des Kryſtalls. In ſolchen Platten nun, welche ſenkrecht auf dieſe Axe geſchnitten ſind, kann das Syſtem der beiden diametralen rechtwinkligen Knotenlinien ohne merkliche Veränderung jede beliebige Lage annehmen, woraus hervorgeht, daß die Elaſticität nach allen Richtungen rechtwinklig auf die Axe ss' dieſelbe iſt.

Fig 331.

Solche Platten, welche parallel mit der Axe geſchnitten ſind, haben nicht nach allen Richtungen dieſelbe Elaſticität. Wenn ſie nach einer Richtung geſchnitten ſind, welche den Winkel zweier an einander ſtoßenden Säulenflächen halbirt, alſo z. B.

Fig. 332.

Fig. 333.

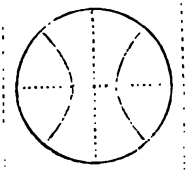
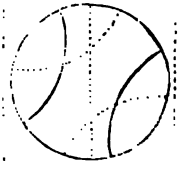


Fig. 334.



nach der Richtung *fc*, Fig. 332, ſo geben ſie die rechtwinkligen Knotenlinien oder das hyperboliſche Syſtem, Fig. 333; wenn ſie aber nach einer Richtung geſchnitten ſind, welche auf der Ebene einer Säulenfläche rechtwinklig ſteht, wie *po*, ſo kann man nur zwei einander ähnliche hyperboliſche Syſteme erhalten, Fig. 334, welche jedoch verſchiedenen Tönen entſprechen. Der Winkel, welchen die Axen dieſer Hyperbeln mit einander machen, beträgt 51 bis 52 Grad.

Platten, die nach anderen Richtungen geſchnitten ſind, geben noch andere Reſultate.

Fortpflanzung des Schalles durch die Luft. Die Vibrationsbe- 132
wegung irgend eines Körpers, welcher rings von Luft umgeben iſt, bringt in derſelben eine Wellenbewegung hervor, welche, bis zu unſerm Ohre fortgepflanzt, die Empfindung des Schalles hervorbringt. In der Regel iſt es freilich die Luft, in welcher ſich die Schallwellen bis zu unſerm Gehörorgane fortpflanzen, doch ſind auch alle anderen elaſtiſchen Körper, feſte ſowohl wie flüſſige, fähig, den Schall mehr oder weniger gut zu leiten, durch das Vacuum aber pflanzt ſich der Schall nicht fort.

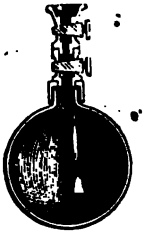
In die Mitte des Tellers der Luftpumpe lege man ein kleines Kiſſen von Wolle oder Kattun, auf welches man ein Uhrwerk ſetzt, welches mit einem Glöckchen verſehen iſt und ausgelöſ't werden kann. Alsdann wird eine Glocke aufgeſetzt, welche oben mit einer Lederbüchſe verſehen iſt, durch die ein Stäbchen hindurchgeht; das Stäbchen wird nun gedreht, um dadurch das Uhrwerk auszulöſen. Augenblicklich beginnt die Uhr zu gehen, der Hammer ſchlägt in Zwiſchenräumen auf die Glocke, man hört aber nichts, wenn vorher die Glocke luftleer gemacht worden war. Läßt man nun die Luft allmälig wieder eintreten, ſo unterſcheidet man alsbald den Ton, welcher ſtärker und ſtärker wird, wenn ſich die Glocke mehr und mehr mit Luft füllt. Der Schall kann ſich alſo nicht durch den leeren Raum fortpflanzen.

Der größte Lärm auf der Erde kann ſich demnach nicht über die Gränzen unſerer Atmoſphäre verbreiten, dagegen kann aber auch von keinem andern Himmelskörper nur das mindeſte Geräuſch bis zu unſerer Erde dringen; die furchtbarſten Exploſionen könnten auf dem Monde ſtattfinden, ohne daß wir davon etwas hören.

Sauſſure ſagt, daß auf dem Gipfel des Montblanc ein Piſtolenſchuß weniger Geräuſch macht, als wenn man in der Ebene ein kleines Kanönchen losſchießt, und Gay-Luſſac fand, mit ſeinem Ballon in einer Höhe von 700 Metern, alſo in einer ſehr verdünnten Luft ſchwebend, daß die Intenſität ſeiner Stimme ungemein abgenommen hatte.

Nicht in der Luft allein, ſondern in allen Gaſen und Dämpfen kann ſich der Schall verbreiten. Um ſich davon zu überzeugen, hängt man in einem großen Ballon ein Glöckchen an ungedrehten Hanffäden auf

Fig. 335.



(Fig. 335). Macht man den Ballon luftleer, ſo hört man das Glöckchen nicht mehr, ſobald man aber einige Tropfen einer flüchtigen Flüſſigkeit, etwa Aether, in den Ballon bringt, bilden ſich augenblicklich Dämpfe, und der Ton wird wieder hörbar.

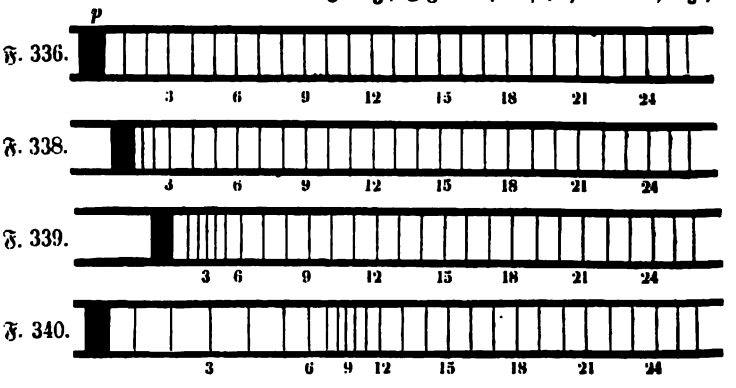
Im Waſſer pflanzt ſich der Schall ſehr gut fort, ſo daß Taucher hören, was am Ufer geſprochen wird, und am Ufer hört man deutlich, wenn in großen Tiefen zwei Steine an einander geſchlagen werden.

Die feſten Körper endlich können den Schall nicht allein erzeugen, ſondern auch fortpflanzen. Wenn man dem einen Ende eines 60 bis 70 Fuß langen Balkens das Ohr nähert, ſo hört man deutlich, wenn am andern Ende nur ſchwach angeklopft wird, wenngleich das Geräuſch in der Luft ſo ſchwach iſt, daß es ſelbſt der kaum hört, welcher es hervorgebracht hat.

Um die Art und Weiſe, wie ſich die Schallſchwingungen in der Luft fortpflanzen, anſchaulich zu machen, wollen wir uns denken, daß die Luft in einer an einem Ende offenen Röhre durch die Oscillationen eines am andern Ende angebrachten Kolbens in Schwingungen verſetzt wird.

Fig. 337.

In Fig. 336 iſt eine ſolche Röhre dargeſtellt, die gleich weit von einander ſtehenden Striche ſtellen einzelne Schichten der überall gleich dichten Luft dar; p iſt der Kolben. Dieſer Kolben ſoll um die Länge ag, Fig. 337, raſch hin und her gehen.



Eine ſolche oscillatoriſche Bewegung kann nicht gleichförmig ſeyn, wie dies ſchon früher bemerkt wurde. Denken wir uns die Zeit, welche der Kolben zu einem Hin- und Hergange, alſo von a nach g und von g zurück nach a, braucht, in 12 gleiche Theile getheilt, ſo legt er im erſten dieſer Zeittheilchen den Weg ab, im zweiten den Weg bc, im dritten den Weg cd u. ſ. w. zurück; die anfangs langſame Bewegung nimmt alſo

an Geſchwindigkeit zu, ſie iſt am Ende des dritten Zeittheilchens am größten, ſie wird 0 am Ende des ſechsten, in welchem Augenblicke der Kolben am rechten Endpunkte ſeiner Bahn anlangt und von wo die rückgängige Bewegung des Kolbens beginnt.

Die Punkte b, c, d u. ſ. w. erhält man, wenn man einen Kreis zieht, deſſen Durchmeſſer ag der Oscillationsamplitude gleich iſt, wenn man den Umfang dieſes Kreiſes in 12 gleiche Theile theilt und von den Theilungspunkten Perpendikel auf ag fällt.

Dieſe Bewegung des Kolbens pflanzt ſich nun nach und nach auf alle die einzelnen Luftſchichten der Röhre fort, jede derſelben wird nach einiger Zeit dieſelben Oscillationen machen wie der Kolben ſelbſt, ſie wird aber dieſe Bewegung um ſo ſpäter beginnen, je weiter ſie von dem Kolben entfernt iſt.

Wenn die Luft vollkommen unelaſtiſch und ſtarr wäre, ſo würde durch die Bewegung des Kolbens die ganze Luftſäule in der Röhre fortgeſchoben werden, alle einzelnen Luftſchichten würden gleichzeitig dieſelbe Bewegung, und zwar die des Kolbens, haben; die Luft iſt aber elaſtiſch, die Bewegung pflanzt ſich nur nach und nach fort, und zwar dadurch, daß die dem Kolben zunächſt liegenden Schichten erſt comprimirt werden und dann vermöge ihrer Elaſticität erſt auf die folgenden wirken.

Betrachten wir den Zuſtand der Luftſäule in dem Moment, in welchem der Kolben nach dem Beginne der Bewegung die Hälfte ſeines Weges nach der rechten Seite hin zurückgelegt, in welchem er alſo um die Länge ad von ſeiner urſprünglichen Lage entfernt, alſo in der Stellung Fig. 338 angekommen iſt, ſo ſehen wir, daß ſich die Bewegung erſt bis zu einer mit 3 bezeichneten Luftſchicht fortgepflanzt hat, d. h. die Luftſchicht 3 befindet ſich noch an ihrer urſprünglichen Stelle, die Luft zwiſchen dem Kolben und der Luftſchicht 3 iſt zuſammengedrückt, und dadurch wird nun auch dieſe Luftſchicht 3 fortgedrückt, welche eben ihre Bewegung beginnt.

Die Luftſchichten 1 und 2 (die Zahlen ſind zwar in der Figur nicht beigeſchrieben, weil wohl kein Zweifel ſeyn kann, welche gemeint ſind) haben ihre Bewegung auch ſpäter begonnen als der Kolben, ſie ſind alſo auch noch nicht ſo weit von ihrer urſprünglichen Lage entfernt wie dieſer. Die Luftſchicht 1 begann ihre Bewegung um $1/12$, die Luftſchicht 2 um $2/12$ der Zeit, welche der Kolben zu einem Hin- und Hergange braucht, ſpäter als dieſer, deshalb iſt 1 um die Entfernung ac, 2 aber erſt um die Entfernung ab von ihrer urſprünglichen Lage verrückt.

Auf dieſe Weiſe ergiebt ſich die gegenſeitige Lage der Luftſchichten zwiſchen 3 und dem Kolben, wie ſie die Fig. 338 zeigt.

Fig. 339 zeigt den Kolben in dem Moment, in welchem er das rechte Ende ſeiner Bahn erreicht hat, alſo um die Länge ag von ſeiner urſprünglichen Lage entfernt iſt. Die Bewegung hat ſich unterdeſſen

bis zur Luftſchicht 6 fortgepflanzt, welche eben ihre Bewegung beginnt.

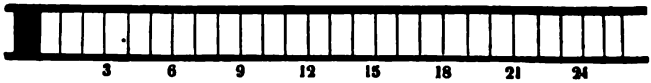
Der Kolben iſt eben zur Ruhe gekommen, um ſeine rückgängige Bewegung anzufangen, 3 aber hat in ſeiner Bewegung von der Linken zur Rechten eben ſeine größte Geſchwindigkeit.

Die Luftſchicht 1 iſt um die Länge af
» » 2 » » » » ae
» » 3 » » » » ad
» » 4 » » » » ac
» » 5 » » » » ab
» » 6 » » » » 0

von ihrer urſprünglichen, in Fig. 337 dargeſtellten Lage entfernt, und daraus ergiebt ſich die gegenſeitige Lage der Schichten, wie ſie in Fig. 339 und 343 verzeichnet iſt. Bei 3 findet die ſtärkſte Verdichtung der Luft Statt.

Während nun der Kolben von der Stellung Fig. 343 zu ſeiner urſprünglichen Lage zurückkehrt, pflanzt ſich die Bewegung bis zur Luftſchicht 12 fort; dieſe Luftſchicht beginnt ihre Bewegung zum erſten Male in demſelben Augenblicke, in welchem der Kolben zum zweiten Male nach der Rechten zu gehen beginnt. Dieſe Lage der einzelnen Luftſchichten zwiſchen 12 und dem Kolben, wie ſie in Fig. 344 dargeſtellt iſt, ergiebt ſich aus folgender Betrachtung.

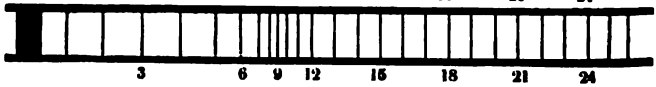
F. 341.



F. 342.

F. 343.

F. 344.



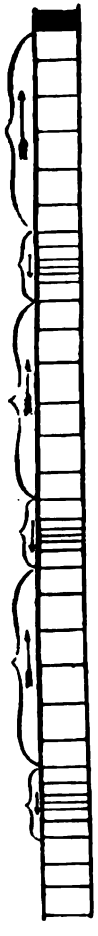
Während der Kolben und die Luftſchicht 12 ihre urſprüngliche Lage einnehmen und momentan in Ruhe ſind, ſind alle zwiſchenliegenden Luftſchichten von ihrer urſprünglichen Lage entfernt; alle Luftſchichten zwiſchen dem Kolben und 6 haben eine rückgängige Bewegung von der Rechten zur Linken, diejenigen zwiſchen 6 und 12 gehen von der Linken zur Rechten

Die Luftſchicht 1 iſt um die Länge ab
» » 2 » » » » ac
» » 3 » » » » ad
» » 4 » » » » ae
» » 5 » » » » af

die Luftſchicht 6 iſt um die Länge ag
» » 7 » » » » af
» » 8 » » » » ae
» » 9 » » » » ad
» » 10 » » » » ac
» » 11 » » » » ab
» » 12 » » » » 0

n ihrer urſprünglichen Lage entfernt; daraus ergiebt ſich, daß bei 9 die ärkſte Verdichtung, bei 3 aber die ſtärkſte Verdünnung der Luft ſtatt- ndet; die Luftſchicht 3 hat eben ihre größte Geſchwindigkeit nach der linken, die Luftſchicht 9 hat ihre größte Geſchwindigkeit nach der rechten Seite hin.

Fig. 345.



Wenn nun der Kolben in Ruhe bliebe, ſo würde zunächſt die Luftſchicht 1, dann 2, 3, 4 u. ſ. w. in ihrer urſprünglichen Lage wieder ankommen, um daſelbſt ebenfalls in Ruhe zu bleiben, während die Bewegung ſich nach der rechten Seite fortpflanzt; in dem Moment z. B., in welchem 3 in ſeiner urſprünglichen Lage wieder ankommt, wird ſich die Bewegung bis 15 fortgepflanzt haben, das Maximum der Verdichtung wird bei 12, das Maximum der Verdünnung wird bei 6 ankommen; in dem Augenblicke, in welchem 12 wieder in ſeiner urſprünglichen Lage ankommt, iſt das Maximum der Verdünnung bis 15, das Maximum der Verdichtung bis 21 fortgeſchritten, die Luftſchicht 24 beginnt aber eben ſich nach der Rechten zu bewegen u. ſ. w.

Vom Kolben bis 12 iſt eine, von 12 bis 24 eine zweite Welle, denn die Länge einer Welle iſt ja die Entfernung zweier Theilchen, welche ſich ſtets in gleichen Schwingungszuſtänden befinden; der Kolben und die Luftſchichten 12 und 24 beginnen gleichzeitig ihre Bewegung nach der Rechten; ſie durchlaufen ihren Weg nach der rechten Seite hin und wieder zurück ſtets in gleichen Zeiten und in gleicher Weiſe.

Jede Welle beſteht aus einem verdünnten und einem verdichteten Theile; erſterer entſpricht dem Wellenthale, letzterer dem Wellenberge der Waſſerwellen.

Die Entfernung von einem Dichtigkeitsmaximum zum nächſten, alſo von 9 bis 21, ſowie auch von einem Maximum der Verdünnung, alſo von 3 bis 15, iſt ebenfalls eine Wellenlänge.

Fig. 345 bezieht ſich auf den Moment, wo der Kolben zum dritten Male ſeine Oscillation vollendet, wo er alſo drei vollſtändige ſich einander folgende fortſchreitende Wellen erzeugt hat.

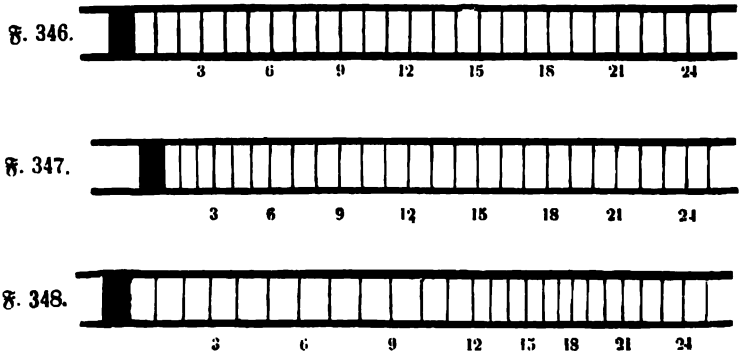
In dieſer Figur ſind immer diejenigen Luftſchichten, welche ſich nach derſelben Richtung bewegen, mit einer Klammer zuſammengefaßt. Die Mitte einer Klammer entſpricht immer einem Maximum der Verdichtung oder der Verdünnung; die hier befindlichen Luftſchichten haben eben ihre größte Geſchwindigkeit entweder nach der Rechten oder nach der Linken. Die Luftſchichten, welche da ſich befinden, wo zwei Klammern zuſammenſtoßen, befinden ſich momentan in Ruhe, indem ſie ſich gerade am rechten oder am linken Ende der Bahn befinden, welche ſie während ihrer Oscillationen hin und her durchlaufen.

Um den Zuſammenhang zwiſchen der oscillirenden Bewegung der einzelnen Luftſchichten und der dadurch hervorgebrachten fortſchreitenden Bewegung der Wellen recht anſchaulich zu machen, kann man ſich der ſogenannten Wunderſcheibe (Phenakiſtoſkop) bedienen, welche ſpäter, wenn von der Dauer des Lichteindrucks die Rede ſeyn wird, beſchrieben werden ſoll.

Die Geſchwindigkeit, mit welcher ſich die Wellen in der Luft fortpflanzen, iſt unabhängig von der Oscillationsgeſchwindigkeit des Kolbens und der einzelnen Luftſchichten. Wenn z. B. der Kolben zu einer Oscillation, alſo zu einem Hin- und Hergange, eine doppelt ſo große Zeit braucht, als in dem vorher betrachteten Falle, ſo würde doch die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit der Wellen unverändert dieſelbe bleiben.

Wir wollen die Fortpflanzung der Wellen für die eben erwähnte geringe Oscillationsgeſchwindigkeit des Kolbens etwas näher betrachten.

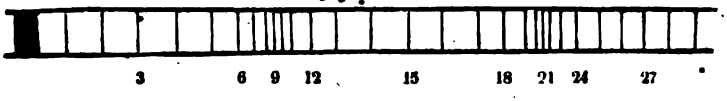
In derſelben Zeit, während welcher in dem vorher betrachteten Falle der Kolben eine halbe Oscillation vollendet, alſo, von ſeiner urſprünglichen Lage ausgehend, ſeine Bahn von der Linken zur Rechten durchläuft und ſo aus der Stellung Fig. 341 in die Fig. 343 übergeht, wird der Kolben, im Falle er, um eine Oscillation zu vollenden, die doppelte Zeit braucht, nur die Hälfte dieſes Weges zurücklegen, alſo in der Stel-



lung Fig. 347 ankommen. In gleichen Zeiten pflanzt ſich aber die Bewegung im gleichen Raume fort; in dem Moment, in welchem beim vorigen Fall der Kolben in der Stellung Fig. 343 angekommen war, hatte ſich die Bewegung bis 6 fortgepflanzt; ebenſo weit pflanzt ſie ſich nun jetzt in derſelben Zeit fort, während welcher der Kolben nur einen halb ſo großen Weg zurückgelegt hat.

Um mit der halb ſo großen Oscillationsgeſchwindigkeit eine vollſtändige Oscillation zu vollenden, iſt ſo viel Zeit nöthig, als der Kolben bei doppelter Oscillationsgeſchwindigkeit braucht, um zwei Oscillationen zu vollenden. Nach zwei Oscillationen hatte ſich aber bei dem vorher betrachteten Falle die Bewegung bis zur Luftſchicht 24 fortgepflanzt, ebenſo weit pflanzt ſie ſich in derſelben Zeit fort, wenn während derſelben der Kolben eine Oscillation vollendet; im letztern Falle liegt aber zwiſchen dem Kolben und der Luftſchicht 24 nur eine Welle (Fig. 348), während im erſtern Falle (Fig. 349) zwei Wellenlängen zwiſchen denſelben Gränzen liegen.

Fig. 349.



Da, wie alsbald anzuführende Verſuche zeigen, die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit der Luftwellen unabhängig iſt von der Zeit, während welcher jedes einzelne Theilchen eine Oscillation vollendet, da aber die Wellenlänge die Entfernung iſt, um welche die Welle fortſchreitet, während eine einzelne Luftſchicht eine vollſtändige Oscillation vollendet, ſo iſt klar, daß die Wellenlänge in demſelben Verhältniſſe zunimmt, in welchem die Oscillationsdauer der einzelnen Lufttheilchen wächſt. Wenn der Kolben und mithin auch die folgenden Luftſchichten zu einer Oscillation, alſo zu einem Hin- und Hergange, die doppelte, dreifache, vierfache u. ſ. w. Zeit brauchen, ſo wird auch die Wellenlänge zwei-, drei-, vier- u. ſ. w. mal ſo groß geworden ſeyn.

Wir haben hier der Einfachheit wegen die Fortpflanzung der Luftwellen in einer Röhre betrachtet, ganz in derſelben Weiſe pflanzen ſich aber auch die Wellen in freier Luft von den oscillirenden Körpern nach allen Seiten hin fort, ſowie ſich um die Stelle des Waſſers, in welche der Stein hineingefallen iſt, kreisförmige Wellen bilden, ſo bilden ſich um den oscillirenden Körper kugelförmige Luftwellen.

Wir haben nun geſehen, auf welche Weiſe der Schall (Schall nennen wir alle Wirkungen auf unſer Gehörorgan) entſteht und fortgepflanzt wird; die Eindrücke aber, welche unſer Gehör empfindet, ſind ſehr verſchiedener Art. Der Schall, welchen man wahrnimmt, wenn durch einen

plötzlichen, nicht wiederkehrenden Stoß, etwa durch eine Exploſion, eine ſtarke Verdichtung der Luft hervorgebracht wird, welche dann auf die bekannte Weiſe fortſchreitet, ohne daß weitere Wellen nachfolgen, heißt Knall, der Schall dagegen, welcher durch regelmäßige Oscillationen erzeugt und durch regelmäßig auf einander folgende einander gleiche Wellen fortgepflanzt wird, heißt Ton. Wenn die Wellenbewegung, welche den Schall zum Ohre fortpflanzt, mehr und mehr unregelmäßig wird, ſo geht der Ton in Geräuſch über.

Die Töne ſelbſt zeigen aber unter ſich auch ſehr große Verſchiedenheiten, unter denen vor allen die Verſchiedenheit zwiſchen hohen und tiefen Tönen zu merken iſt. Der Ton iſt um ſo höher, je kleiner die Oscillationsdauer des Körpers iſt, welcher ihn erzeugt, je kürzer die Luftwellen ſind, welche ihn fortpflanzen. So entſprechen die Luftwellen Fig. 347 einem höheren Ton als die Fig. 348.

Die Intenſität der Töne hängt nicht von der Oscillationsdauer und der Wellenlänge, ſondern von der Oscillationsamplitude ab; je größer die Oscillationsamplitude des tönenden Körpers iſt, deſto bedeutender iſt der Grad der Verdichtung und der nachfolgenden Verdünnung in Luftwellen, welche den Ton fortpflanzen.

Der Klang, der Charakter der Töne iſt weit ſchwieriger zu definiren als die Intenſität; bei gleicher Tonhöhe iſt der Charakter des Tones einer Violine ſehr von dem einer Flöte verſchieden; die Phyſiker ſind auch ſelbſt über die Urſache dieſer Verſchiedenheit nicht ganz einig, es iſt aber ſehr wahrſcheinlich, daß der Klang von der Ordnung abhängt, in welcher ſich die Geſchwindigkeiten und die Veränderungen der Dichtigkeit in den verſchiedenen zwiſchen den beiden Enden der Welle liegenden Luftſchichten folgen, und daß in vielen Fällen die verdichteten und verdünnten Theile der Welle unſymmetriſch ſeyn können.

133 **Geſchwindigkeit des Schalls.** Alle Töne, welches auch ihre Höhe oder Tiefe, ihre Intenſität und ihr Klang ſeyn mag, verbreiten ſich in der Luft mit gleicher Geſchwindigkeit; denn wenn verſchiedene Beobachter in verſchiedenen Entfernungen daſſelbe Concert anhören, ſo hören ſie genau denſelben Tact, dieſelbe Harmonie. Wenn etwa die tiefen Töne den hohen voraneilten, ſo würde bald aller Tact aufhören, und was in einer Entfernung von 10 Schritten eine Harmonie iſt, würde in einer Entfernung von 100 Schritten die unerträglichſte Kakophonie ſeyn.

Man hat an verſchiedenen Orten Verſuche angeſtellt, um die Geſchwindigkeit des Schalls in der Luft genau zu beſtimmen; wir wollen hier nur die anführen, welche im Jahre 1822 bei Paris durch das Perſonal des Bureau des longitudes ausgeführt worden ſind.

Die beiden Stationen, welche man gewählt hatte, waren Villejuif und Montlhery. Zu Villejuif ließ der Capitain Boscary an einem etwas erhabenen Orte einen Sechspfünder mit Ladungen von 2 bis 3 Pfund Pulver aufſtellen. Die um dieſe Kanone aufgeſtellten Beobachter waren Prony, Arago und Mathieu. Zu Montlhery ließ der Capitain Bernetty eine Kanone von gleichem Caliber mit gleichen Ladungen aufſtellen, und hier waren Humboldt, Gay-Luſſac und Bouvard die Beobachter. Die Verſuche wurden in der Nacht vom 21. auf den 22. Juni 1822 gemacht und begannen um 11 Uhr Abend. Von Villejuif aus ſah man deutlich das Feuer der Exploſion zu Montlhery, und umgekehrt. Der Himmel war heiter und die Luft ruhig.

Man war übereingekommen, daß an jedem der beiden Orte 12 Schüſſe von 10 zu 10 Minuten abgefeuert werden ſollten und daß man damit auf der Station zu Montlhery 5 Minuten früher anfangen ſollte als zu Villejuif, ſo daß ein Beobachter, welcher gerade in der Mitte zwiſchen beiden Kanonen aufgeſtellt geweſen wäre, alle 5 Minuten einen Schuß gehört hätte, von denen der erſte von Montlhery kam, der zweite von Villejuif, der dritte wieder von Montlhery u. ſ. w. Auf dieſe Weiſe konnte man ermitteln, ob die Windrichtung einen Einfluß auf die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit des Schalls habe.

Die Beobachter zu Villejuif hörten vollkommen gut alle Schüſſe von Montlhery, jeder von ihnen beobachtete auf ſeinem Chronometer die Zeit, welche von dem Moment der Lichterſcheinung an bis zur Ankunft des Schalls verging. Die größte Differenz zwiſchen den Reſultaten der drei Beobachter bei einem und demſelben Verſuche überſtieg nicht $3/10$ bis $4/10$ Sekunden. Die längſte beobachtete Zeit war 55, die kürzeſte 54,7, das Mittel 54,84 Sekunden.

Zu Montlhery konnte man nur 7 von den 12 Schüſſen von Villejuif hören, und von dieſen 7 wurde auch nicht ein einziger von den drei Beobachtern zugleich gehört; doch ſtimmen die Reſultate ziemlich gut überein. Die längſte Zeit war 54,9, die kürzeſte 53,9, das Mittel 54,43 Sekunden.

Man kann demnach als Mittel für die Zeit, welche der Schall brauchte, um ſich von einer Station bis zur andern fortzupflanzen, 54,6 Sekunden annehmen.

Es blieb nun noch übrig, die Entfernung der beiden Stationen genau zu ermitteln; Arago wurde damit beauftragt, und indem er ſich auf die Triangulation der Gradmeſſung ſtützte, fand er, daß die beiden Kanonen in einer Entfernung von 9549,6 Toiſen aufgeſtellt geweſen waren.

Dividirt man dieſe Länge durch 54,6, ſo findet man 174,9 Toiſen oder 340,88 Meter für den Weg, den der Schall in einer Sekunde zurücklegte. Die Temperatur der Luft war 16°, das Barometer zu Villejuif ſtand auf

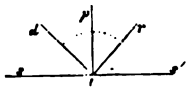
756,5 Millimeter und das Sauſſure'ſche Hygrometer auf 78°.

Der Umſtand, daß der Schall ſich langſamer fortpflanzt als das Licht, erklärt einige im alltäglichen Leben oft vorkommende Erſcheinungen. Wenn man einen Steinklopfer aus einiger Entfernung beobachtet, ſo hört man den Schlag nicht in dem Moment, in welchem man den Hammer aufſchlagen ſieht, ſondern erſt, wenn er wieder gehoben wird, was den Eindruck macht, als ob der Schall nicht durch das Aufſchlagen des Hammers, ſondern durch das Abreißen von dem Steine hervorgebracht würde. Wenn man ein Regiment nach dem Tacte der vorausgetragenen Trommeln marſchiren ſieht, ſo beobachtet man eine wellenartige Bewegung, welche ſich von den Trommlern an durch die ganze Reihe fortpflanzt, was ſich dadurch erklärt, daß nicht Alle gleichzeitig auftreten und den neuen Schritt beginnen, weil die Hinteren den Taktſchlag immer ſpäter vernehmen als die Vorderen.

134 **Von der Reflexion des Schalls und dem Echo.** Wenn die Schallwellen aus einem Mittel in ein anderes übergehen, ſo erleiden ſie immer eine partielle Reflexion; wenn ſie aber auf ein feſtes Hinderniß ſtoßen, ſo werden ſie faſt vollſtändig reflectirt.

Mag nun die Reflexion partiell oder vollſtändig ſeyn, ſo iſt doch der Reflexionswinkel ſtets dem Einfallswinkel gleich. Es ſey $s\,s'$, Fig. 350, die Trennungsfläche der beiden Mittel, etwa Luft und Waſſer, und eine Schallwelle bewege ſich in der Richtung $d\,i$ gegen die Waſſerfläche, ſo wird ein Theil der Bewegung in das Waſſer übergehen, ein anderer Theil aber wird ſich in der Richtung $i\,r$ fortpflanzen, welche mit dem Perpendikel $i\,p$ einen ebenſo großen Winkel macht wie $d\,i$, d. h. der Reflexionswinkel $r\,i\,p$ iſt dem Einfallswinkel $d\,i\,p$ gleich. Dieſelbe Erſcheinung würde nach demſelben Geſetze ſtattfinden, wenn $s\,s'$ die Trennungsfläche zweier Gaſe oder auch nur zweier Gasſchichten von verſchiedener Dichtigkeit wäre, oder wenn $s\,s'$ die Gränzfläche eines feſten Körpers wäre, nur würde in dem letzten Falle der reflectirte Ton weit intenſiver ſeyn. Ein Beobachter alſo, welcher ſich in irgend einem Punkte der Linie $i\,r$ befindet, würde den Ton gerade ſo hören, als ob er von i oder einem Punkte der Verlängerung der Linie $i\,r$ ausginge.

Fig. 350.



Auf dieſem allgemeinen Principe beruht die Erklärung des Echo's.

Wenn das Echo den Ton zu ſeinem Ausgangspunkte zurückſchickt, ſo treffen die Schallwellen rechtwinklig auf die reflectirende Fläche. In dieſem Falle kann ein Echo eine größere oder geringere Anzahl von Sylben unter Bedingungen wiederholen, welche leicht zu ermitteln ſind. Wenn man ſchnell ſpricht, ſo kann man in 2 Sekunden deutlich 8 Sylben ausſpre-

chen, in 2 Sekunden durchläuft aber der Schall 2mal 340 Meter; wenn ſich alſo in einer Entfernung von 340 Metern ein Echo befindet, ſo wird es alle Sylben in gehöriger Ordnung zurückſchicken, und die erſte wird nach 2″, d. h. dann zum Beobachter zurückkommen, wenn er eben die letzte ausgeſprochen hat. In dieſer Entfernung kann alſo ein Echo 7 bis 8 Sylben wiederholen; es giebt aber auch ſolche, welche 14 bis 15 Sylben zu wiederholen im Stande ſind.

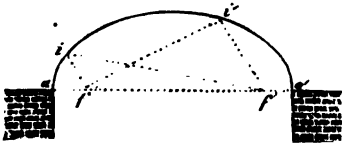
Es iſt nicht durchaus nöthig, daß die reflectirende Fläche hart und platt ſey, denn man beobachtet auf dem Meere oft, daß Wolken ein Echo bilden.

Schallwellen müſſen auch in einer wolkenloſen Atmoſphäre reflectirt werden, wenn die Sonne mit aller Kraft Wärme auf der Erdoberfläche entwickelt, denn nicht an allen Stellen kann die Erwärmung gleich ſeyn, weil Verdampfung, Schatten und andere Urſachen es verhindern. Dieſe ungleiche Temperatur veranlaßt eine Menge aufſteigender warmer und niederſinkender kalter Luftſtrömungen von ungleicher Dichtigkeit; ſo oft alſo eine Schallwelle aus einem ſolchen Luftſtrome in einen andern übergeht, wird ſie eine theilweiſe Reflexion erleiden, und wenn auch der reflectirte Ton nicht ſtark genug iſt, um ein Echo zu bilden, ſo wird doch dadurch der directe Ton merklich geſchwächt. Dies iſt ſicherlich, wie Humboldt bemerkt, die Urſache, warum ſich der Schall des Nachts weiter verbreitet als bei Tage, ſelbſt mitten in den Wäldern von Amerika, wo die bei Tage ſchweigenden Thiere des Nachts die Atmoſphäre mit tauſend verworrenen Tönen erfüllen.

Die Erklärung der vielfachen Echo's, d. h. ſolcher, welche dieſelbe Sylbe mehrmals wiederholen, beruht auf denſelben Principien, denn da ein reflectirter Ton von Neuem reflectirt werden kann, ſo iſt klar, daß zwei reflectirende Flächen einen Ton gegenſeitig auf einander zurückwerfen können, wie zwei gegenüberſtehende Spiegel ſich das Licht zuſenden. So kann ein vielfaches Echo zwiſchen zwei entfernten parallelen Mauern entſtehen. Früher gab es nahe bei Verdun ein ſolches Echo, welches daſſelbe Wort 12 bis 13mal wiederholte; es war durch zwei benachbarte Thürme gebildet.

Endlich giebt es Echo's, welche den Ton nach einer beſtimmten Stelle hin tragen. Nehmen wir an, der Querſchnitt eines Gewölbes ſey eine Ellipſe, Fig. 351, deren Brennpunkte in f und f' ſind. Ein von f ausgehender Ton wird von allen Stellen des Gewölbes nach f' reflectirt, denn es iſt eine Eigenſchaft der Ellipſe, daß, wenn man von f und f' Strahlen nach demſelben Punkte der Kurve zieht, daß dieſe auch gleiche Winkel mit der Normale dieſes Punktes machen.

Fig. 351.



Wenn alſo eine Perſon in f, die andere in f' ſteht, ſo können ſie ſich gegenſeitig verſtehen, wenn ſie auch ganz leiſe ſprechen, wenn auch die Entfernung der beiden Punkte f und f' 50 bis 100 Fuß beträgt, während man in allen zwiſchenliegenden Punkten kein Wort hören kann.

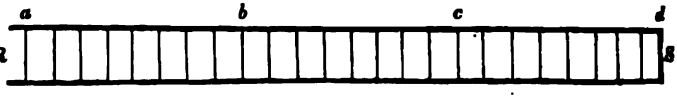
Durch die Reflexion des Schalles erklären ſich auch die Wirkungen des Sprachrohrs und des Hörrohrs.

Zweites Kapitel.

Geſetze der Vibrationen muſikaliſcher Töne.

135 **Bildung ſtehender Luftwellen in gedeckten Pfeifen.** RS, Fig. 352, ſey eine an einem Ende S geſchloſſene, am anderen Ende offene

Fig. 352.

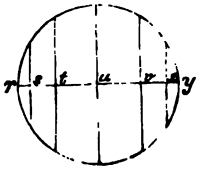


Röhre; wenn nun eine Schallwelle bei R in die Röhre eintritt und ſich nach S fortpflanzt, ſo wird ſie hier, am Boden der Röhre reflectirt, in umgekehrter Richtung zurückgehen; durch das Zuſammenwirken (die Interferenz) der reflectirten Wellen mit den neu einfallenden können ſich aber unter gewiſſen Umſtänden in der Röhre ſtehende Luftwellen bilden, wie wir dies ſogleich näher zeigen wollen.

Nehmen wir an, die Länge der Röhre RS ſey $\frac{1}{4}$ der Länge der einfallenden Welle, die Luftſchichten bei a, b, c und d ſeyen alſo um $\frac{1}{16}$ Wellenlänge von einander entfernt.

Betrachten wir nun den Moment, in welchem der verdichtete Theil der einfallenden Welle gerade bei d anlangt, ſo würde ſich gerade in dieſem Augenblicke die dicht bei d ſich befindende Luftſchicht um die Entfernung $r\,u$, Fig. 353, nach der Rechten hin von d entfernt haben, wenn die feſte Wand in d dies nicht verhinderte, vorausgeſetzt, daß $r\,y$ die Oscillationsamplitude, d. h. die Größe des Weges iſt, um welchen die einzelnen Lufttheilchen während des Fortganges der einfallenden Welle hin- und herſchwingen.

Fig. 353.



Die Luftſchicht c würde unter dem alleinigen Einfluſſe der ungehindert fortgehenden Welle in dieſem Augenblicke um die Länge $r\,v$, die Luftſchicht b um die Länge $r\,x$,

die Luftſchicht a endlich um ry nach der rechten Seite hin von ihrer Gleichgewichtslage entfernt ſeyn.

Wenn aber das Maximum der Dichtigkeit der einfallenden Schallwelle eben bei d angekommen iſt, ſo iſt der vorangehende Theil dieſer Welle ſchon bei d reflectirt worden, die reflectirte Welle iſt von d nach a hin fortgeſchritten.

Denken wir uns für einen Augenblick die Wand bei d weg, ſo würde die Welle in dem Moment, in welchem das Maximum der Dichtigkeit bei d eintrifft, ſchon um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge weiter vorgeſchritten ſeyn. Eine Luftſchicht, die um $\frac{1}{12}$ Wellenlänge rechts von d liegt, würde gerade um rt, eine ſolche, die $\frac{2}{12}$ Wellenlänge rechts von d liegt, würde eben um rs von ihrer Gleichgewichtslage nach der rechten Seite hin entfernt ſeyn; die Luftſchicht endlich, welche $\frac{1}{4}$ Wellenlänge rechts von d liegt, würde, noch nicht aus ihrer Gleichgewichtslage verrückt, eben erſt ſich zu bewegen beginnen.

Nun aber iſt die Röhre bei d verſchloſſen, die Welle iſt reflectirt worden, und durch die reflectirte Welle werden nun die Theilchen gerade ſo in entgegengeſetzter Richtung afficirt, wie es bei den gleichweit rechts von d gelegenen Luftſchichten der Fall geweſen wäre, wenn ſich die Welle ungehindert von d nach der rechten Seite hin hätte verbreiten können.

Die Luftſchicht c iſt alſo durch den Einfluß der reflectirten Welle um rt, die Luftſchicht b um die Länge rs nach der Linken verrückt, die Luftſchicht a endlich iſt durch die reflectirte Welle in dieſem Augenblicke noch gar nicht afficirt.

Durch die einfallende Welle iſt alſo die Luftſchicht	durch die reflectirte Welle iſt die Luftſchicht
c um rv	c um rt
b » rx	b » rs
a » ry	a » 0
nach der Rechten	nach der Linken

von ihrer in Fig. 352 dargeſtellten Gleichgewichtslage entfernt.

Durch den gemeinſchaftlichen Einfluß des einfallenden und reflectirten Wellenſyſtems iſt alſo

die Luftſchicht c um $rv - rt$
» » b » $rx - rs$
» » a » ry

nach der rechten Seite hin von ihrer Gleichgewichtslage entfernt. Auf dieſe Weiſe ergiebt ſich für den fraglichen Augenblick die gegenſeitige Lage der einzelnen Luftſchichten, wie ſie in Fig. 354 dargeſtellt iſt, während Fig. 352 die Luftſchichten in ihrer Gleichgewichtslage darſtellt.

Um ein deutlicheres Bild zu geben, ſind die Zwiſchenräume zwiſchen a und b, b und c, c und d noch in 8 Theile getheilt. Man überſieht nun in Fig. 354 ganz gut, wie in dem Moment, welchen wir bisher betrachtet

Fig. 354.

haben, die Luftſchichten nach d hin immer dichter auf einander rücken. Die in Fig. 354 zunächſt bei a liegenden Abtheilungen ſind faſt ganz ebenſo groß wie die Abtheilungen in Fig. 352, mehr nach d hin werden ſie aber immer ſchmäler, die Luft bei a hat alſo noch die Dichtigkeit der umgebenden Luft, hier hat weder eine Verdichtung, noch eine Verdünnung ſtattgefunden, nach d hin iſt aber die Luft mehr und mehr comprimirt.

Wir haben eben die gegenſeitige Lage der einzelnen Luftſchichten betrachtet, jetzt wollen wir verſuchen, ihren Bewegungszuſtand für denſelben Moment zu ermitteln.

Wenn ry der Weg iſt, in welchem eine Luftſchicht in Folge einer fortſchreitenden Wellenbewegung hin und her oscillirt, ſo iſt bekanntlich die Geſchwindigkeit auf dieſem Wege nicht gleichförmig, ſie iſt wachſend von r bis u, abnehmend von u bis y, ſie iſt in r ſo groß wie in y, nämlich gleich Null, ſie iſt ferner gleich in s und x, in t und v.

Nun iſt die Luftſchicht c durch die einfallende Welle nach der Rechten hin um rv, durch die reflectirte Welle nach der Linken um rt verrückt, die Geſchwindigkeit, mit welcher das eine Wellenſyſtem das Theilchen c antreibt, iſt derjenigen gleich und entgegengeſetzt, mit welcher es durch das andere Wellenſyſtem afficirt wird, die Luftſchicht c iſt alſo momentan in Ruhe.

Daſſelbe Reſultat ergiebt ſich für b und für a, alle einzelnen Luftſchichten zwiſchen a und d ſind momentan in Ruhe, ſie beginnen gleichzeitig ihre Bewegung nach der linken Seite hin.

Wenn eben geſagt wurde, daß die Luftſchichten a, b und die dazwiſchenliegenden, in der Stellung Fig. 354 angekommen, gleichzeitig ihre Bewegung nach der Linken hin beginnen, ſo iſt dieſe Behauptung noch zu beweiſen.

Das Theilchen c iſt gerade eben durch das einfallende Wellenſyſtem mit einer Geſchwindigkeit nach der rechten Seite hin afficirt, welche der Entfernung rv von der Gleichgewichtslage entſpricht, und dieſe Geſchwindigkeit nimmt in dem nächſtfolgenden Augenblicke ab.

Durch das reflectirte Wellenſyſtem iſt die Luftſchicht c mit einer nach

der Linken gerichteten Geſchwindigkeit afficirt, wie ſie einem Theilchen zukommt, welches ſich um rt von ſeiner Gleichgewichtslage entfernt hat; dieſe Geſchwindigkeit iſt im Zunehmen begriffen.

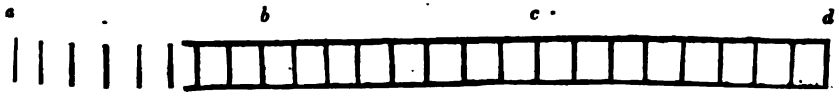
Die Luftſchicht c iſt alſo momentan mit gleicher Geſchwindigkeit nach der Rechten und Linken getrieben, die nach der Rechten gerichtete Geſchwindigkeit iſt aber im Abnehmen, die entgegengeſetzte iſt im Zunehmen begriffen, mithin beginnt die Luftſchicht c nach der Linken ſich zu bewegen.

Daſſelbe Reſultat erlangt man durch ähnliche Schlußweiſe für die Luftſchicht b.

Die Luftſchicht a wird mit vereinter Kraft durch beide Wellenſyſteme nach der Linken getrieben. Alle Luftſchichten zwiſchen a und d beginnen alſo, wenn ſie ſich in der Lage Fig. 354 befinden, gleichzeitig ihre Bewegung nach der linken Seite hin; nach $\frac{1}{4}$ Undulation kommen ſie in ihrer Gleichgewichtslage, Fig. 352, an, die ſie mit dem Maximum ihrer Geſchwindigkeit paſſiren, nach $\frac{1}{2}$ Undulation, alſo wenn das Maximum der Verdünnung bei d anprallt, gelangen die Theilchen endlich in die gegenſeitige Lage, Fig. 355; in dieſem Moment wird ihre Geſchwindigkeit Null, ſie beginnen ſich nach der Rechten zu bewegen.

Daß in dem Moment, in welchem die Mitte der Verdünnungswelle an dem verſchloſſenen Ende der Röhre anprallt, die Theilchen die gegenſeitige Lage Fig. 355 haben, iſt nun noch zu beweiſen.

Fig. 355.



Betrachten wir nun das einfallende Wellenſyſtem, ſo wird, wenn die Mitte der Verdünnungswelle in d ankommt, das in Fig. 352 $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vor d liegende Theilchen a gerade eine Undulation vollendet haben, es befindet ſich in ſeiner Gleichgewichtslage; ein $\frac{1}{4}$ Wellenlänge rechts von d liegendes Theilchen würde, wenn ſich die Wellen ungehindert über d hinaus verbreiten könnten, in dieſem Augenblicke um die Länge ry nach der Rechten gerückt ſeyn; ebenſo weit iſt aber nun die Luftſchicht a durch die reflectirte Welle von der in Fig. 352 verzeichneten Gleichgewichtslage nach der Linken verſchoben, und ſo ergiebt ſich für das Theilchen a die in Fig. 355 verzeichnete Stellung.

Unterſucht man weiter, wie weit in dem zuletzt beſprochenen Moment die Schichten b und c durch jedes der beiden Wellenſyſteme verrückt ſind, ſo ergiebt ſich für dieſelben die in Fig. 355 verzeichnete Stellung.

Hier ſieht man nun, wie die einzelnen Luftſchichten zunächſt bei a nicht merklich weiter von einander entfernt ſind als in Fig. 352; bei a hat

alſo keine Verdünnung ſtattgefunden, von *a* nach *d* hin werden die Zwiſchenräume immer größer, das Maximum der Verdünnung findet ſich bei *b*.

Von der Stellung Fig. 355 bewegen ſich alle Theilchen gleichzeitig nach der Rechten, ſie paſſiren gleichzeitig die Gleichgewichtslage, um gleichzeitig wieder, an der rechten Gränze ihrer Bahnen ankommend, die gegenſeitige Lage, Fig. 354, anzunehmen.

Bei *d* geht alſo die Luft abwechſelnd von dem Zuſtande der Verdünnung in den der Verdichtung über; *d* ſelbſt hat eine unveränderliche Stellung, alle anderen Luftſchichten oscilliren hin und her; für die zunächſt bei *d* liegenden Luftſchichten iſt die Amplitude der Oscillation nicht groß, ſie bewegen ſich nur wenig rechts und links. Die Größe der Excurſionen der einzelnen Theilchen wächſt aber mit der Entfernung von *d*. Betrachten wir die Lage des zunächſt bei *d* liegenden Striches in Fig. 354 und Fig. 355, ſo finden wir, daß er in letzterer Figur nicht viel mehr links liegt als in erſterer; die erſte Figur ſtellt ihn aber in einem Momente dar, wo er am rechten, die andere, wo er am linken Ende ſeiner Bahn angekommen iſt; die Größe dieſer Bahn iſt alſo unbedeutend.

Betrachten wir den Strich *c* in dieſer Figur, ſo ſehen wir, daß er in Fig. 355 ſchon bedeutend mehr links liegt als in Fig. 354. Das Theilchen *c* oscillirt alſo ſchon zwiſchen weiter aus einander liegenden Gränzen; für *b* iſt die Oscillationsamplitude größer als für *c*, noch größer iſt ſie für *a*.

So ſehen wir denn, daß die Luftſchicht *a* zwiſchen ziemlich weit auseinander liegenden Gränzen hin und her oscillirt, dieſelbe Bewegung haben nun gleichzeitig alle Luftſchichten in der Röhre, nur werden ihre Oscillationsamplituden um ſo kleiner, je näher ſie dem verſchloſſenen Ende der Röhre liegen; durch dieſe oscillatoriſche Bewegung wird nun in der Nähe der Oeffnung der Röhre weder eine Verdichtung, noch eine Verdünnung hervorgebracht, obgleich hier die Oscillationsamplitude der einzelnen Luftſchichten groß iſt, dahingegen findet am verſchloſſenen Ende der Röhre, wo die Oscillationsamplituden der einzelnen Luftſchichten nur unbedeutend ſind, eine abwechſelnde Verdünnung und Verdichtung Statt.

Unſere Zeichnung iſt, um den Hergang ſichtbar zu machen, was die Oscillationsamplitude angeht, ungeheuer übertrieben, d. h. bei einer Pfeife von der Länge, wie ſie in unſerer Zeichnung dargeſtellt iſt, würde in dem beſprochenen Falle die Luftſchicht, welche in ihrer Gleichgewichtslage an der Oeffnung der Röhre liegt, lange nicht ſo weit in die Röhre ein- und austreten, ſie würde während ihrer Oscillationen nur wenig nach der linken und rechten Seite ſchwanken. Wäre aber die Oscillationsamplitude nicht ſo groß genommen worden, ſo würden in der Zeichnung ſchwerlich die

Unterſchiede der Verdichtung und Verdünnung recht deutlich geworden ſeyn.

Es hat ſich alſo hier durch die Interferenz der directen und reflectirten Wellen eine ſtehende Luftwelle gebildet, denn alle einzelnen Luftſchichten in der Röhre beginnen gleichzeitig ihre Bewegung, ſie erlangen gleichzeitig das Maximum ihrer Geſchwindigkeit, ſie langen gleichzeitig an den Gränzpunkten ihrer Bahnen an, um dann die Bewegung in entgegengeſetzter Richtung zu beginnen.

Die Fig. 356, 357, 358 ſollen dazu dienen, die durch eine ſolche ſtehende Luftwelle abwechſelnd hervorgebrachten Verdünnungen und Verdichtungen anſchaulich zu machen. In Fig. 356 iſt die ganze Röhre gleich-

Fig. 356.

Fig. 357.

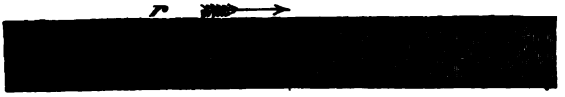


Fig. 358.

förmig ſchattirt, und dies entſpricht dem Falle, daß die Luft in der ganzen Röhre eine gleichförmige Dichtigkeit hat, wie dies in den Momenten der Fall iſt, wo alle die einzelnen Luftſchichten mit dem Maximum ihrer Geſchwindigkeit ihre Gleichgewichtslage paſſiren. Sind die Theilchen in ihrer Oscillation gegen das verſchloſſene Ende der Röhre hin an den äußerſten Punkten ihrer Bahn angekommen, ſo findet hier eine Verdichtung Statt, Fig. 357. Nun beginnen ſich die einzelnen Luftſchichten von dem verſchloſſenen Ende zu entfernen, und nach $\frac{1}{2}$ Undulation haben wir hier eine Verdünnung, Fig. 358. Am offenen Ende der Röhre findet in keinem Zeitmomente eine merkliche Verdichtung oder Verdünnung Statt; hier aber bewegen ſich die Luftſchichten zwiſchen den weiteſten Gränzen hin und her.

Die Pfeile in Fig. 357 und Fig. 358 deuten an, in welcher Richtung die Theilchen ſich zu bewegen beginnen, wenn am Boden eben das Maximum der Verdichtung oder der Verdünnung ſtattfindet.

Würde nun in die Röhre, etwa bei r, ein Loch gemacht, ſo würde dadurch die Bildung der ſtehenden Welle geſtört, wenn nicht ganz verhindert werden, weil im Momente der Verdichtung, Fig. 357, hier Luft

entweichen, im Moment der Verdünnung aber Luft einſtrömen würde. Der ſtörende Einfluß einer ſolchen Oeffnung würde aber an ſolchen Stellen, welche dem offenen Ende näher liegen, geringer ſeyn, weil hier die Verdünnung ſowohl als die Verdichtung geringer iſt.

Fig. 359. Denſelben ſtörenden Einfluß, den eine Oeffnung hervorbringt, würde auch ein Abſchneiden der Röhre an dieſen Stellen zur Folge haben.

Die Bildung einer ſtehenden Luftwelle in der Röhre iſt alſo an beſtimmte Verhältniſſe zwiſchen der Länge der Röhre und der Wellenlänge des einfallenden Tones gebunden, in dem bisher betrachteten Falle war die Länge der Röhre $\frac{1}{4}$ von der Wellenlänge des einfallenden Tones; es können ſich aber auch noch bei anderen Verhältniſſen zwiſchen Röhren- und Wellenlänge ſtehende Luftwellen in der Röhre bilden.

Zur Bildung der ſtehenden Welle in der Röhre iſt erforderlich, daß dicht bei dem Boden die Oscillationsamplituden verſchwindend klein werden, daß aber hier abwechſelnde Verdünnungen und Verdichtungen ſtattfinden, während am offenen Ende der Röhre keine merkliche Verdichtung und Verdünnung ſtattfindet; an der Oeffnung der Röhre muß alſo ſtets der verdichtete Theil der reflectirten Welle mit dem verdünnten Theile der einfallenden Welle zuſammenfallen, und umgekehrt.

Dieſer Bedingung wird dadurch allerdings entſprochen, daß die Oeffnung der Röhre um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge von dem Boden entfernt iſt, aber auch dadurch, daß die Entfernung der Oeffnung von dem Boden $\frac{3}{4}$, $\frac{5}{4}$, $\frac{7}{4}$ u. ſ. w. Wellenlängen beträgt.

In Fig. 359 ſtelle die Linie ab die Länge der Röhre dar, welche $\frac{3}{4}$ Wellenlängen betragen ſoll; es ſey ferner $bc = cd = da = \frac{1}{3}ba = \frac{1}{4}$ Wellenlänge, ſo wird, wenn das Wellenſyſtem von a nach b hin fortſchreitet, in c der verdünnte Theil einer Welle ſeyn, wenn in a die größte Verdichtung ſtattfindet, weil c und a um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge von einander entfernt ſind. Verbreitete ſich das Wellenſyſtem über b hinaus, ſo würde in demſelben Augenblicke in c' wieder eine Verdichtung, in a' Verdünnung ſtattfinden, alſo in a und c' gleiche, in c und a' die entgegengeſetzten Zuſtände; nun aber wird die Welle in b reflectirt, es fällt alſo gleichſam c' mit c, a' mit a zuſammen, es wird ſich alſo in c ſowohl als in a Verdünnung und Verdichtung aufheben, hier findet bloß ein Hin- und Hergehen der Luftſchichten ohne merkliche Veränderung in der Dichtigkeit Statt.

Unterſuchen wir aber, was bei d vorgeht.

Wenn das Maximum der Dichtigkeit von *a* nach *d* fortgeſchritten iſt, ſo würde es auch, wenn bei *b* keine Reflexion ſtattfände, von *c'* nach *d'* fortgeſchritten ſeyn, in *d* und *d'* ſind alſo immer gleiche Schwingungszuſtände; durch die Reflexion bei *b* fällt aber gleichſam *d'* auf *d*, es fällt alſo hier das Maximum der Dichtigkeit der einfallenden und reflectirten Welle und $\frac{1}{2}$ Undulation ſpäter das Maximum der Verdünnung beider zuſammen, hier wird alſo abwechſelnd eine verſtärkte Verdichtung und eine verſtärkte Verdünnung ſtattfinden.

Unterſuchen wir nun den Schwingungszuſtand einer in *d* befindlichen Luftſchicht, ſo finden wir, daß dieſelbe gar keine Bewegung hat, ſondern daß ſie ganz feſt ſteht, denn wenn die Wellen ſich über *b* hinaus verbreiteten, ſo würden *d* und *d'* ſich ſtets in ganz gleichen Oscillationszuſtänden befinden, ſie würden ſtets mit gleicher Geſchwindigkeit ſich nach derſelben Seite bewegen; wenn aber das Wellenſyſtem reflectirt wird, ſo wird die reflectirte Welle der Luftſchicht *d* gerade die entgegengeſetzte Bewegung von der mittheilen, welche ſie ohne Reflexion der Luftſchicht *d'* mitgetheilt hätte, *d* iſt alſo durch die beiden Wellenſyſteme ſtets mit gleichen, aber entgegengeſetzt gerichteten Geſchwindigkeiten afficirt; dieſe Luftſchicht muß alſo in Ruhe bleiben.

Die Figuren 360 bis 362 ſollen die ſtehenden Luftwellen anſchaulich

Fig. 360.

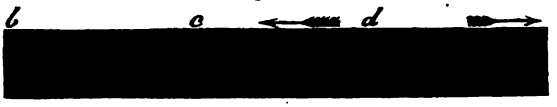


Fig. 361.

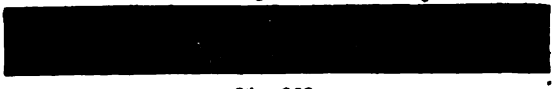
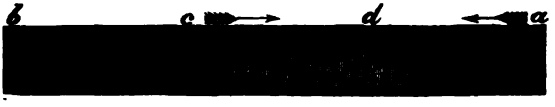


Fig. 362.



machen, welche ſich in einer Röhre bilden, deren Länge $\frac{3}{4}$ von der Länge der einfallenden Schallwellen beträgt.

In Fig. 360 ſehen wir ein Maximum der Verdichtung in *d*, ein Maximum der Verdünnung am Boden der Röhre bei *b*; alle links von *d* liegenden Luftſchichten beginnen gleichzeitig ihre Bewegung nach der durch den Pfeil angedeuteten Richtung, während die rechts von *d* gelegenen Luftſchichten nach der Rechten hin ſich zu bewegen beginnen.

Nach $\frac{1}{4}$ Undulation haben die einzelnen Schichten eine ſolche Stellung

erreicht, daß in der ganzen Röhre die Luft eine gleichförmige Dichtigkeit hat, was durch Fig. 364 dargeſtellt ſeyn ſoll, in der angegebenen Richtung

Fig. 363.

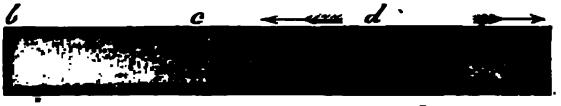


Fig. 364.

Fig. 365.

ſich fortbewegend wird jedoch abermals nach $\frac{1}{4}$ Undulation der in Fig. 365 dargeſtellte Zuſtand eintreten; jetzt iſt bei *b* die größte Verdichtung, bei *d* die größte Verdünnung.

Von dieſem Momente an beginnen die einzelnen Luftſchichten wieder ſich gegen *d* hin zu bewegen, und ſo tritt dann nach $\frac{1}{2}$ Undulation wieder der Zuſtand Fig. 363 ein.

Die Luftſchichten, welche rechts und links von *d* liegen, bewegen ſich entweder gleichzeitig von *d* weg, oder gleichzeitig nach *d* hin, während *d* keine Bewegung hat, die Luftſchicht *d* bildet alſo einen Schwingungsknoten.

Die Stellen bei *c* und *a*, wo weder Verdünnung noch Verdichtung ſtattfindet, während hier die Luftſchichten gerade mit der größten Amplitude ſchwingen, heißen Bäuche.

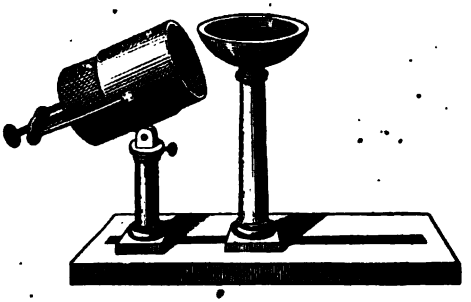
Um nun wirklich die Luft in einer geſchloſſenen Röhre in ſolche ſtehende Schwingungen zu verſetzen, braucht man nur irgend einen oscillirenden Körper vor das offene Ende der Röhre zu bringen, welcher einen ſolchen Ton giebt, daß die Länge der Röhre $\frac{1}{4}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{5}{4}$ u. ſ. w. von der Wellenlänge dieſes Tones iſt.

Man kann zu dieſem Zwecke eine gewöhnliche Stimmgabel anwenden, die man über ein unten verſchloſſenes Glasröhrchen von ungefähr 2 Zoll Länge hält, oder eine Glas- oder Metallplatte, die ganz in der Weiſe, wie zur Hervorbringung der Chladni'ſchen Figuren, eingeſpannt iſt und mit dem Fiedelbogen geſtrichen und unter welche eine unten verſchloſſene Röhre gehalten wird. Wenn die Röhre die richtige Länge hat, ſo wird die in ihr eingeſchloſſene Luftmaſſe, in den Zuſtand ſtehender Schwingungen verſetzt, ſelbſt tönend, wodurch dann der Ton ungemein verſtärkt wird, was na-

mentlich dadurch deutlich wahrgenommen wird, daß man mit dem tönenden Körper über die Oeffnung der Röhre hin- und herfährt, ſo daß er bald ſich über der Oeffnung befindet, bald nicht, wobei dann der Ton abwechſelnd ſtärker und ſchwächer wird. — Sollte die Röhre für den tönenden Körper, welchen man anwendet, zu lang ſeyn, ſo kann man ſie durch Eingießen von Waſſer ſtimmen, d. h. man kann ſie dadurch ſo weit verkürzen, daß ſie für den tönenden Körper genau die richtige Länge hat.

Um dieſe Erſcheinung recht deutlich zu zeigen, hat Savart zwei Röhren von großem Durchmeſſer ſo in einander geſteckt, daß ſie ſich in einander verſchieben laſſen, wie die Röhren eines Fernrohrs; dadurch iſt man im Stande, die Länge des Rohres zu vergrößern oder zu verkleinern, ſo daß ſie mit der vor dem offenen Ende angebrachten, durch den Fiedelbogen zum Tönen gebrachten Glocke (Fig. 366) gehörig in Einklang kommt. Durch dieſes Mittel erhalten die Töne eine wahrhaft überraſchende Fülle und Stärke.

Fig. 366.



Um die Luft in einer Röhre in ſtehende Schwingungen zu verſetzen, um ſie alſo zum Selbſttönen zu bringen, iſt nicht gerade nöthig, einen tönenden Körper vor die Oeffnung zu bringen, wie dies ja die Orgelpfeifen zeigen. Hier iſt es ein am offenen Ende der Röhre vorbeiſtrömender, an ihren Rändern ſich brechender Luftſtrom, welcher durch ſeine Stöße Wellen erzeugt, die, an den Boden reflectirt, mit den neu einfallenden interferiren. Wenn auch dieſe Stöße anfangs nicht ganz regelmäßig ſind, ſo werden ſie doch alsbald, wenigſtens wenn die Röhre, wie man ſagt, gut anſpricht, durch den Einfluß der reflectirten Wellen regulirt, ſo daß ſich regelmäßige ſtehende Schwingungen bilden, durch welche die Luft in der Röhre ſelbſttönend wird.

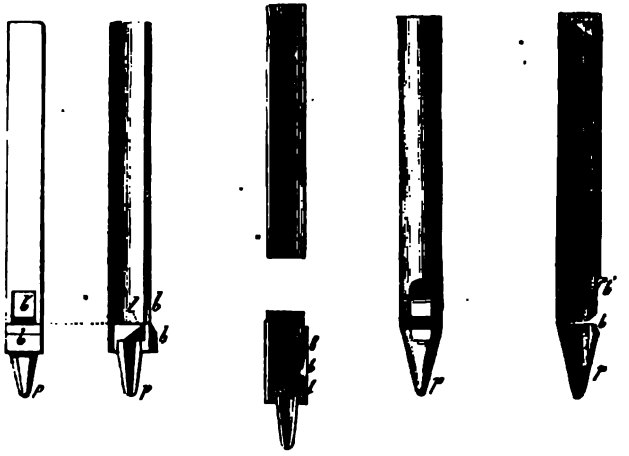
Die Töne, welche eine Röhre auf dieſe Weiſe geben kann, ſind dieſelben wie diejenigen, welche ein anderer tönender Körper geben muß, wenn er, vor die Oeffnung der Röhre gebracht, die Luft in derſelben zum Selbſttönen bringen ſoll.

Die einfachſte Art, die Luft in einer kleineren Röhre zum Tönen zu bringen, iſt die, daß man ſie in vertikaler Richtung vor den Mund hält, das geſchloſſene Ende nach unten gekehrt, während das offene Ende an die untere Lippe gehalten wird, und dann ſchräg gegen den Rand der Röhre bläſt:

Die Töne ſind natürlich um ſo höher, je kürzer die Pfeife iſt.

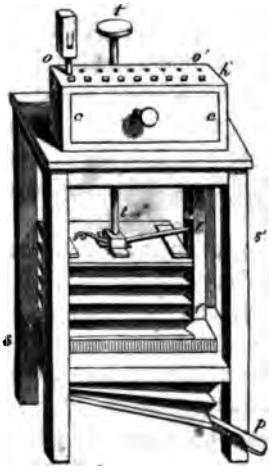
Die Orgelpfeifen haben gewöhnlich die in den folgenden Figuren abgebildete Einrichtung. Man unterſcheidet an ihnen den Fuß, welcher den Wind giebt, den Mund und die Röhre, welche die Luftſäule enthält, deren Schwingungen den Ton geben. Der Fuß der Orgelpfeifen (Fig. 367 bis 371) iſt hohl, und von dieſer Höhlung gelangt der Wind durch eine

Fig. 367. Fig. 368. Fig. 369. Fig. 370. Fig. 371.



feine Spalte in die Röhre. Der Mund bb' iſt mehr oder weniger offen, d. h. die obere Lippe b' iſt mehr oder weniger von der unteren entfernt. Manchmal iſt dieſe obere Lippe verſchiebbar, ſo daß man den Mund mehr ſchließen oder öffnen kann.

Fig. 372.



Der Wind wird in die Orgelpfeife durch einen Blasbalg eingeblaſen; beſonders zweckmäßig für Verſuche über das Tönen von Röhren iſt der Fig. 372 abgebildete Apparat; er beſteht aus einem gewöhnlichen Blasbalge ss', welcher durch das Pedal p aufgeblaſen wird. Die Röhre ff' leitet den Wind in den Kaſten cc; in der oberen Fläche deſſelben befindet ſich etwa ein Dutzend Löcher, welche durch Ventile geſchloſſen ſind, die durch Federn angedrückt werden. Jedes dieſer Löcher kann man aber dadurch öffnen, daß man auf die ihm entſprechende Taſte zwiſchen h und h' drückt.

Wenn eine Pfeife aufgeſetzt und der Blaſebalg aufgeblaſen iſt, braucht
nur den Finger auf die Taſte zu legen, um den Ton zu erhalten.
Stab *t* dient dazu, den Wind nach Belieben ſchwächer oder ſtärker
machen.

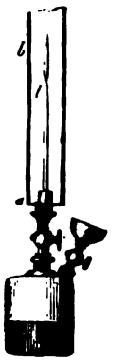
Wenn die Luft in den Fuß der Röhre geblaſen wird, ſo bildet ſie bei
Austreten aus dem Windloche eine dünne Schicht, welche ſich gegen
obere Lippe bricht und dadurch gegen die Luft in der Röhre diejenigen
ße ausübt, welche das Tönen veranlaſſen.

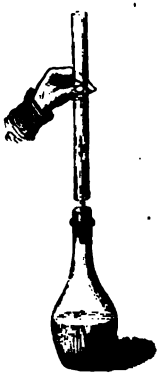
Eine und dieſelbe an einem Ende geſchloſſene Röhre kann mehrere
ne geben. Der tiefſte iſt derjenige, deſſen Wellenlänge 4mal ſo groß
als die Länge der Röhre; die höheren Töne, welche die Pfeife giebt,
diejenigen, welche einer 3mal, 5mal u. ſ. w. kürzeren Wellenlänge
ſprechen, welche alſo durch ſtehende Schwingungen erzeugt werden,
che eine 3mal, 5mal u. ſ. w. kleinere Oscillationsdauer haben als der
ſte Ton der Pfeife.

Den tiefſten Ton giebt die Pfeife bei ſchwächerem, die höheren bei ſtär-
em Winde.

Um Verſuche mit geſchloſſenen Röhren zu machen, kann man eine etwa
Zoll lange, 1 Zoll dicke Glasröhre, Fig. 373, anwenden, in welcher

Fig. 373. Fig. 374. Fig. 375.





ſich ein Stopfen *p* befindet, den man mittelſt eines Stäbchens auf- und niederſchieben kann und an deren unterm Ende ein paſſendes Mundſtück befeſtigt iſt.

Bisher war nur von gedeckten Pfeifen die Rede, aber auch ſolche, welche an beiden Seiten offen ſind, laſſen ſich durch dieſelben Mittel zum Tönen bringen, welche dieſe Wirkung bei gedeckten Pfeifen hervorbringen.

Eine andere Methode, um die Luft in einer offenen Röhre
Tönen zu bringen, iſt die, daß man Waſſerſtoffgas in einem Ge-
erzeugt und durch eine feine Spitze *t* (Fig. 374) ausſtrömen läßt,
Gas anzündet und dann die Röhre darüber hält.

In Fig. 375 iſt eine einfachere Vorrichtung für dieſen Verſuch dar-
ellt.

In der Mitte einer Röhre kann eine ſtärkere Verdichtung der Luft ſtattfinden als am Ende derſelben, weil hier die Luft nicht nach der Seite hin ausweichen kann. Wenn nun der verdichtete Theil einer Welle am offenen Ende der Röhre ankommt, ſo werden beim Austritte aus der Röhre die Lufttheilchen leicht nach allen Seiten hin ausweichen und dadurch eine Verdünnung entſtehen, welche nun, gleichſam von dem offenen Ende der Röhre reflectirt, dieſelbe in entgegengeſetzter Richtung durchläuft, und ſo bilden ſich denn hier die ſtehenden Wellen.

Die rückkehrende Welle iſt natürlich nicht ſo intenſiv, wie die urſprüngliche.

Da an dem offenen Ende der Röhre nun ſtets eine Verdichtung mit einer Verdünnung zuſammenfällt, ſo muß hier nothwendig ein Bauch entſtehen, Schwingungsknoten können ſich nur im Innern der Röhre bilden.

Wenn dem Ton des Körpers, durch welchen man die Luft in der Röhre zum Selbſttönen bringen will, eine Wellenlänge l zukommt, ſo iſt die Länge der kürzeſten Röhre, welche durch dieſen Ton angeſprochen wird, $\frac{l}{2}$, d. h. die Röhre iſt halb ſo lang als die Wellenlänge ihres Tones. Wenn alſo die tiefſten Töne einer offenen und einer gedeckten Pfeife gleich ſeyn ſollen, ſo muß die offene Pfeife doppelt ſo lang ſeyn.

Für den tiefſten Ton einer offenen Röhre befindet ſich ein Schwingungsknoten in der Mitte ihrer Länge, ein Bauch aber an jedem Ende, wie dies Fig. 376 und Fig. 377 anſchaulich gemacht iſt. Fig. 376 ſtellt den Mo-

Fig. 376.

Fig. 377.

ment dar, wo in der Mitte der Röhre die größte Verdichtung ſtattfindet; während die Luftſchicht in der Mitte der Röhre in Ruhe bleibt, beginnt die Luft auf beiden Seiten ſich von der Mitte zu entfernen, wie dies durch die Pfeile angedeutet iſt; nach einer halben Undulation findet in der Mitte der Röhre das Maximum der Verdünnung Statt, und nun beginnen die einzelnen Luftſchichten von beiden Seiten her ſich gegen die Mitte hin zu bewegen.

Der nächſt höhere Ton der Röhre iſt derjenige, für welchen ſich ein Bauch in der Mitte der Röhre, Knoten aber in den Punkten *a* und *b* bilden, welche um $^1/_4$ der Röhrenlänge von den Enden abſtehen. Wenn in *a* ein Maximum der Verdichtung ſtattfindet, wie Fig. 378, ſo findet in *b* Verdünnung Statt, und umgekehrt, Fig. 379.

Für den eben beſprochenen Fall iſt die Wellenlänge des Tons der Länge

Fig. 378.

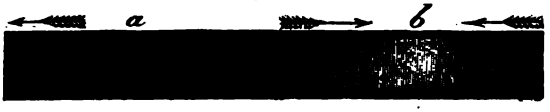
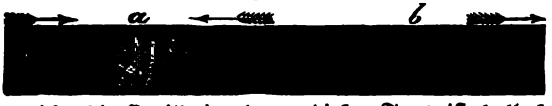


Fig. 379.



der Röhre gleich; die Oscillationsdauer dieſes Tons iſt halb ſo groß als die des Grundtons der Röhre.

Der nächſt höhere Ton, welchen die Röhre geben kann, iſt derjenige, deſſen Wellenlänge $1^1/_2$mal in der Röhrenlänge enthalten iſt, für dieſen Ton bilden ſich drei Schwingungsknoten, von denen einer in der Mitte liegt, während jeder der anderen um $^1/_6$ der Röhrenlänge oder $^1/_4$ der Wellenlänge der ſich bildenden Schallwelle von einem Ende abſteht.

Bezeichnen wir die Länge einer offenen Röhre mit l, ſo ſind die Wellenlängen der Töne, welche ſie geben kann,

Fig. 380. Fig. 381.

$$2l,\ ^2/_2\,l,\ ^2/_3\,l \text{ u. ſ. w.},$$

während

$$4\,l,\ ^4/_3\,l,\ ^4/_5\,l \text{ u. ſ. w.}$$

die Wellenlängen der Töne ſind, welche eine gedeckte Pfeife von der Länge l geben kann.

Wenn man an verſchiedenen Stellen einer Orgelpfeife Löcher macht, die man nach Belieben durch einen Schieber verſchließen oder öffnen kann, wie Fig. 380, ſo kann man zeigen, daß der Ton durchaus nicht geändert wird, wenn man ein Loch öffnet, welches ſich an der Stelle eines Bauches befindet, was jedesmal der Fall iſt, wenn ein Loch an einer andern Stelle geöffnet wird.

Um den Schwingungsknoten der Luftſäule in einer Röhre zu zeigen, hat Hopkins den Fig. 381

dargeſtellten Apparat conſtruirt. Er beſteht aus einer gläſernen Röhre, welche ungefähr 1½ Zoll im Durchmeſſer hat und ungefähr 2 Fuß lang iſt. Die Röhre iſt über einer eingeſchraubten Metallplatte befeſtigt, welche angeſtrichen einen der Röhre entſprechenden Ton giebt. In der Röhre hängt an einem Faden ein Metallrähmchen herab, über welches eine zarte Membran geſpannt iſt, die mit Sand beſtreut wird, welche, wenn das Rähmchen an die Stelle eines Knotens gebracht wird, ruhig liegen bleibt, an allen anderen Stellen dagegen herabgeworfen wird, was natürlich an der Stelle der Bäuche am ſtärkſten der Fall iſt.

Weil man durch Anſtreichen einer Metallplatte nicht immer mit Sicherheit den gewünſchten Ton erhält, ſo kann man den Verſuch auch ſo abändern, daß man die Glasröhre in den Fuß einer Orgelpfeife, Fig. 382, ſteckt; man hat auf dieſe Weiſe eine oben offene Orgelpfeife von Glas, welche mit Sicherheit ihren tiefſten Ton, und bei verſtärktem Winde oder verkleinerter Mundöffnung ſeine Octave giebt.

Fig. 382.

136 **Von den Modificationen, welche der Ton der Röhren durch die Richtung des Windes, ſowie durch die Größe und Stellung des Mundlochs erleidet.** Nach Savart's Verſuchen hat die Richtung des Windes bei prismatiſchen Röhren und ſelbſt bei ſphäriſchen Höhlungen gar keinen Einfluß auf den Ton. In einer Röhre von quadratiſcher Baſis z. B. iſt, wenn nur das Mundloch immer dieſelben Dimenſionen behält, der Ton derſelbe, mag nun eine der Seitenkanten oder einer der beiden horizontalen Ränder die brechende Kante ſeyn.

Die Größe und Stellung des Mundlochs hat dagegen einen ſehr bedeutenden Einfluß. Es iſt ſchon bemerkt worden, daß, wenn man die Weite des Mundlochs, d. h. die Entfernung der Lippen, vergrößert, die Röhre leichter ihren Grundton giebt; daß ſie aber leichter die harmoniſchen Töne giebt, wenn man das Mundloch enger macht. Einen andern Einfluß übt die Breite des Mundlochs aus. Wenn z. B. in einer quadratiſchen Röhre das Mundloch die ganze Breite einer Seite hat, ſo erhält man einen höhern Ton, als wenn man das Mundloch ſchmäler macht; man kann auf dieſe Weiſe den Ton ſelbſt bis zur Septime herunterſtimmen, beſonders wenn die Röhre faſt kubiſch iſt. Deshalb bringen auch die Orgelbauer zu beiden Seiten des Mundlochs kleine Bleiplatten an, welche Ohren genannt werden und die man durch Biegen etwas nähert oder von einander entfernt, um den Accord zu erhalten.

137 **Von dem Einfluß der Dimenſionen auf die Schwingungen in Röhren.** Wir haben geſehen, daß die Töne einer Röhre nur von ihrer Länge abhängen, wenn dieſe Länge im Vergleich zum Durchmeſſer ſehr bedeutend iſt; wenn aber dieſe Bedingung nicht erfüllt iſt, ſo iſt das Ge-

ſetz der Schwingungen weit complicirter. Die wichtigſten Reſultate, zu welchen Savart durch ſeine ausgedehnten Unterſuchungen über dieſen Gegenſtand gelangte, ſind folgende:

1) Rechteckige prismatiſche Röhren, deren Mundloch die Breite einer Seite des Querſchnittes haben, bringen denſelben Ton hervor, wenn die auf der Linie des Mundlochs rechtwinkligen Schnitte gleichen Flächeninhalt haben, und wenn gleichzeitig die Breite dieſes Schnittes wenigſtens $\frac{1}{6}$ der Höhe beträgt.

2) Wenn die letztere Bedingung allein erfüllt iſt, ſo ſcheinen die Schwingungszahlen ſich wie die Quadratwurzeln der Durchſchnitte zu verhalten.

3) Die Schwingungszahlen ähnlicher Röhren mit ähnlichen Mundlöchern verhalten ſich wie die entſprechenden Dimenſionen der Röhren.

Dieſes Geſetz gilt ſelbſt für ſphäriſche Höhlungen, deren Mundlöcher auf größten Kreiſen liegen und gleichviel Grade einnehmen.

Die Wände, welche eine Luftmaſſe einſchließen, haben einen Einfluß auf ihre Schwingungen. 138 Man weiß ſchon lange durch oft wiederholte Verſuche, daß der Ton eines Hornes und einer Trompete von der Materie des Inſtrumentes und dem Grade der Härtung abhängt; ein Horn z. B., welches im Feuer gehärtet iſt, ohne daß man ſeine Geſtalt geändert hat, würde nur gedämpfte Töne geben. Die Orgelbauer kennen auch den Einfluß des Stoffs der Röhren auf die Natur des Tons, und ſie verſichern, daß man die Natur des Zinnes an den Metallröhren oder die des Holzes an den Holzröhren nur etwas zu verändern brauche, um das Inſtrument ſchlecht zu machen. Dieſe Beobachtungen ſind durch die zahlreichen Verſuche beſtätigt worden, welche Savart mit Röhren von mehr oder weniger geſpanntem Pergament und mehr oder weniger feuchtem Papier angeſtellt hat; er fand: 1) daß der Ton in quadratiſchen Röhren, deren Seite 9 Linien und deren Höhe 1 Fuß beträgt, ſich um mehr als eine Octave herunterſtimmen läßt, wenn man das Papier, welches die Wände bildet, mehr und mehr anfeuchtet; dieſes Papier war auf die feſten Kanten des Prismas wie auf einen Rahmen aufgeklebt; 2) daß ſich der Ton durch dieſes Mittel um ſo leichter herabſtimmen läßt, je kürzer die Röhren ſind; in kubiſchen Röhren kann man ihn um mehr als zwei Octaven herabſtimmen; 3) daß man nur einen Theil der Wand aus Papier oder Pergament zu machen braucht, um den Ton herabzuſtimmen.

Nachdem wir nun ein Mittel kennen gelernt haben, reine Töne hervor- 139 zubringen, nämlich durch Orgelpfeifen, nachdem wir geſehen haben, wie die Höhe und Tiefe dieſer Töne von der Länge der Pfeifen abhängt, daß man alſo durch Verlängerung und Verkürzung der Röhren die Pfeifen beliebig ſtimmen kann, wollen wir nun die Tonreihe näher betrachten, welche in der Muſik zur Anwendung kommt.

Gehen wir von dem Tone aus, den eine 4 Fuß lange gedeckte Pfeife als Grundton giebt; es iſt dies ein Ton, welcher in der Muſik mit *C* bezeichnet wird.

Fragen wir nach denjenigen Tönen, die mit *C* zuſammen einen angenehmen Eindruck auf das Ohr hervorbringen, ſo finden wir, daß es ſolche ſind, deren Oscillationsgeſchwindigkeit in einem einfachen Verhältniſſe zu der von *C* ſteht; es ſind dies diejenigen Töne, deren Wellenlänge $1/2$, $2/3$, $3/4$, $4/5$, $5/6$ von der des Tones *C* beträgt, die alſo durch ſolche Pfeifen hervorgebracht werden, deren Länge $1/2$, $2/3$, $3/4$, $4/5$, $5/6$ von der der Pfeife *C* ſind.

Da ſich die Oscillationsdauer umgekehrt wie die Wellenlänge verhält, ſo macht alſo der erſte der erwähnten Töne 2 Schwingungen, während *C* eine macht; dieſer Ton heißt die Octave von *C* und er wird mit *c* bezeichnet.

Der Ton, deſſen Wellenlänge $2/3$ von der des Tones *C* beträgt, macht 3 Oscillationen, während *C* deren 2 macht; dieſer Ton iſt die Quinte von *C*, er wird mit *G* bezeichnet.

Der Ton, deſſen Wellenlänge $3/4$ von der des Tones *C* iſt, macht 4 Schwingungen, während *C* deren 3 macht, er wird die Quarte von *C* genannt und mit *F* bezeichnet.

Der Ton, deſſen Wellenlänge $4/5$ von der des Tones *C* iſt, macht 5 Schwingungen, während *C* deren 4 macht, es iſt die große Terz von *C* und wird mit *E* bezeichnet.

Der zuletzt erwähnte Ton, deſſen Wellenlänge $5/6$mal ſo groß iſt als die von *C*, macht 6 Schwingungen, während *C* deren 5 vollendet; es iſt dies die kleinere Terz von *C*, ſie wird mit *Es* bezeichnet.

Ebenſo wie *C* ſeine Octav, Quint, Quart, große und kleine Terz hat, ſo giebt es auch eine Octav, Quint, Quart, große und kleine Terz von *c*.

Der Grundton *C* mit ſeiner großen Terz *E* und ſeiner Quint *G* bilden den *C*dur-Accord.

Nach den eben angegebenen Verhältniſſen machen gleichzeitig

C	*E*	*F*	*G*	*c*
24	30	32	36	48

Schwingungen.

Um die Reihe der Töne gehörig zu vervollſtändigen, müſſen nun aber *E*, *F* und *G* ebenſo ihre Accorde, alſo ihre Terz und Quint haben wie *C*.

Die Quint von *G* iſt ein Ton, welcher 3 Schwingungen macht, während *G* deren 2 vollendet; auf 36 Schwingungen von *G* gehen alſo 54 Schwingungen ſeiner Quint, die wir mit *d* bezeichnen wollen; die nächſt

tiefere Octav von *d* wird mit *D* bezeichnet, ſie macht 27 Schwingungen, während *G* 36 und *C* 24 macht.

Die große Terz von *G*, die man mit *H* bezeichnet, muß 5 Schwingungen machen, während *g* deren 4 vollendet, auf 36 Oscillationen von *g* gehen alſo 45 Oscillationen von *H*.

Da ſich 24 zu 36 (*C* zu *G*) verhält wie 32 zu 48 (*F* zu *c*), ſo iſt *c* die Quint von *F*.

Die große Terz von *F* muß 5 Schwingungen machen, während *F* ſelbſt deren 4 vollendet, auf 32 Oscillationen von *F* gehen alſo 40 Oscillationen ſeiner großen Terz, die mit *A* bezeichnet wird.

So haben wir denn eine Reihe von Tönen, welche den Namen der *C*dur-Tonleiter führt. Es machen gleichzeitig

C	*D*	*E*	*F*	*G*	*A*	*H*	*c*	*d*	*e*	u. ſ. w.
24	27	30	32	36	40	45	48	54	60	

Schwingungen.

Die Differenzen zwiſchen je zwei auf einander folgenden Tönen dieſer Reihe ſind nicht gleich. In der folgenden Reihe giebt der zwiſchen zwei Zahlen etwas tiefer geſetzte Bruch an, um den wievielſten Theil die Oscillationsgeſchwindigkeit eines Tones größer iſt als die des nächſt niedrigeren:

C	*D*	*E*	*F*	*G*	*A*	*H*	*c*;
1/8	1/9	1/15	1/8	1/9	1/8	1/15	

in gleichen Zeiten macht alſo *D* $1\frac{1}{8}$mal ſo viel Schwingungen als *C*, *E* $1\frac{1}{9}$mal ſo viel als *D*, *F* $1\frac{1}{15}$mal ſo viel als *E* u. ſ. w.

Das Intervall von *C* zu *D*, von *D* zu *E*, von *F* zu *G*, von *G* zu *A*, von *A* zu *H* heißt ein ganzer Ton. Man unterſcheidet aber große ganze Töne, wenn das Intervall 1/8, und kleine, wenn es 1/9 beträgt.

Die Intervalle zwiſchen *E* und *F*, zwiſchen *H* und *c* ſind nahe halb ſo groß wie die übrigen, ſie werden deshalb halbe Töne genannt.

Wenn man, von irgend einem der anderen Töne ausgehend, in derſelben Ordnung von Intervallen fortſchreitet, ſo erhält man auf dieſe Weiſe die verſchiedenen Durtonleitern; um aber ein Fortſchreiten in derſelben Ordnung von Intervallen von jedem Tone aus möglich zu machen, müſſen noch zwiſchen *C* und *D*, *F* und *G*, *G* und *H* halbe Töne eingeſchaltet werden, die mit *cis*, *es*, *fis*, *gis* und *b* bezeichnet werden.

Bei den Durtonarten geht man vom Grundtone zur großen Terz und dann, um eine kleine Terz fortſchreitend, zur Quint über, bei den Molltonarten hingegen iſt der Accord durch den Grundton, die kleine Terz und die Quint gebildet.

Eine nähere Beſprechung der Tonarten und Tonleitern gehört mehr in die Theorie der Muſik als hierher.

Wenn der Grundton eine Schwingung in einer beſtimmten Zeit macht, ſo muß die große Terz in derſelben Zeit $^5/_4$, die große Terz dieſes Tons $^5/_4 . {}^5/_4$ oder $^{25}/_{16}$, und die Terz dieſes Tones endlich $^5/_4 . {}^5/_4 . {}^5/_4$ oder $^{125}/_{64}$ Schwingungen machen. Der letztere Ton ſtimmt nun nicht genau mit der Octav des Grundtons überein, welcher $^{128}/_{64}$ entſprechen; wenn man alſo in reinen Terzen fortſchreitet, ſo kommt man nicht zur reinen Octav, und will man die Reinheit der Octaven erhalten, ſo muß man von der vollkommenen Reinheit der Terzen abſtrahiren. Aehnliches ergiebt ſich beim Fortſchreiten nach reinen Quinten. Man iſt deshalb, um die Reinheit der Octaven zu erhalten, genöthigt, in der Muſik die Töne etwas höher oder tiefer zu ſtimmen, als es die reinen Terzen oder Quinten verlangen; man muß, wie es die Muſiker ſagen, den Ton etwas oberhalb oder unterhalb ſchweben laſſen. Dieſe Ausgleichung nennt man die Temperatur. Die nähere Beſprechung der verſchiedenen Arten der Temperatur würde uns hier zu weit führen.

Wenn unſer Ohr empfindlicher wäre, ſo würde es durch die erwähnte Unreinheit der Terzen und Quinten unangenehm afficirt werden, es würde kaum ein muſikaliſcher Genuß möglich ſeyn.

Nach den Bezeichnungen, welche wir in dieſen Paragraphen kennen gelernt haben, können wir nun auch die verſchiedenen Töne näher bezeichnen, welche eine und dieſelbe Röhre giebt. Bei einer offenen Röhre nämlich iſt der zweite Ton die Octave des Grundtons, bei einer gedeckten Pfeife iſt er die Quinte der nächſt höheren Octav.

140 Der tiefſte Ton, welcher in der Muſik zur Anwendung kommt, iſt derjenige, welchen eine gedeckte Pfeife von 16 Fuß giebt. Nun wiſſen wir aber, daß, wenn eine gedeckte Pfeife ihren tiefſten Ton giebt, ihre Wellenlänge gerade $^1/_4$ der Wellenlänge dieſes Tons iſt, die Wellenlänge für dieſen Ton iſt demnach in gewöhnlicher Luft 64 Fuß.

In einer Sekunde pflanzt ſich der Schall um 1050′ fort; dividirt man dieſe Zahl durch 64, ſo findet man, um wieviel Wellenlängen dieſer tiefſte Ton in einer Sekunde fortſchreite oder, was daſſelbe iſt, wieviel Oscillationen in einer Sekunde nöthig ſind, um dieſen tiefſten Ton der Muſik hervorzubringen; man findet die Zahl 16,4.

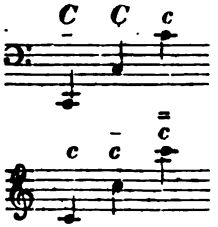
Ebenſo findet man, wieviel Oscillationen in der Sekunde die Luft in einer gedeckten Pfeife macht, wenn ſie ihren tiefſten Ton giebt, indem man mit der vierfachen Länge der Pfeife (in pariſer Fußen ausgedrückt) in 1050 dividirt.

Im Ganzen umfaßt die Muſik 9 Octaven. Der erwähnte tiefſte Ton einer 16füßigen gedeckten Pfeife wird mit $\underline{\underline{C}}$ bezeichnet.

Da dieſer Ton nun 16,5 Schwingungen in der Sekunde macht, ſo iſt Folgendes die Schwingungszahl der auf einander folgenden Octaven dieſes Tons:

$\overline{\overline{C}}$	16,5
$\overline{C}$	33
C	66
c	132
$\overline{c}$	264
$\overline{\overline{c}}$	528.

Mit unſeren Noten werden dieſe Töne folgendermaßen bezeichnet:

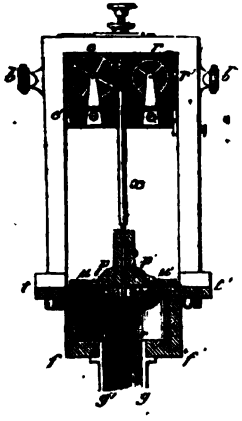


Genaue Beſtimmung der abſoluten Schwingungszahl der Töne. 141

Wir haben zwar geſehen, wie man die einem beſtimmten Tone entſprechende Schwingungszahl aus der Länge einer Pfeife ableiten kann, welche dieſen Ton giebt, doch iſt dieſe Methode nicht ſehr genau. Genauere Reſultate erhält man mit Hülfe der Syrene oder gezahnten Räder.

Die von Cagniard La Tour zuerſt conſtruirte Syrene hat folgende Einrichtung: $t\,t'\,ff'$, Fig. 383, iſt eine cylindriſche Büchſe von Meſſing, welche ungefähr 2 bis 3 Zoll Durchmeſſer und etwa 1 Zoll Höhe hat; die obere Deckplatte iſt ſehr eben und gut polirt. $s\,s'$ iſt eine Oeffnung in der Mitte des Bodens ff, in welche eine Röhre eingeſchraubt iſt, durch welche der Wind eintritt.

Fig. 383.



In den Boden $t\,t'$ iſt eine Reihe von Löchern gebohrt, welche einen Kreis bilden und gleichweit von einander abſtehen, Fig. 386 a. f. S.; man kann ihrer etwa 10 machen und ihnen ſolche Dimenſionen geben, daß die vollen Zwiſchenräume, welche ſie trennen, etwas größer ſind als der Durchmeſſer der Oeffnungen ſelbſt.

$p\,p'$ iſt eine bewegliche Platte, deren untere Fläche genau auf die Platte $t\,t'$ paßt, ohne jedoch eine merkliche Reibung zu veranlaſſen. Dieſe Platte dreht ſich nun mit größerer oder geringerer Geſchwindigkeit um die Axe x und iſt mit einer Reihe von Oeffnungen, u, verſehen, welche den Oeffnungen v der Platte $t\,t'$ genau entſprechen, ſo daß alle Oeffnungen der Platte $t\,t'$ gleichzeitig geöffnet oder geſchloſſen ſind, je nachdem die Oeffnungen der beweglichen Platte oder ihre Zwiſchenräume auf die unteren Löcher fallen.

Eine Schraube ohne Ende, welche ſich an dem oberen Ende der Rotationsaxe x befindet, greift in ein Rad $r\,r'$ von 100 Zähnen ein; $c\,c$ iſt ein zweites Rad, welches nur eine Umdrehung macht, während $r\,r'$ ihrer 100 vollendet; ein an der Axe von $r\,r'$ befeſtigter Arm ſchiebt es nämlich bei jeder Umdrehung derſelben um einen Zahn weiter. Die Axen dieſer Räder

Fig. 384.

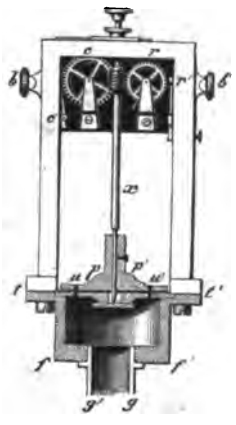


Fig. 385.

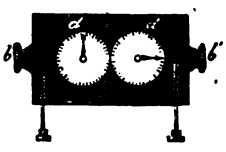
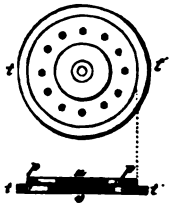


Fig. 386.



tragen Zeiger, welche die getheilten Kreiſe d und d', Fig. 385, durchlaufen. Dieſe Zeiger und die Räder, durch welche ſie in Bewegung geſetzt werden, bilden den Zähler der Syrene. Man kann nach Belieben den Zähler gehen laſſen oder nicht; man braucht nämlich nur an den Knopf b zu drücken, um zu machen, daß das Rad $r\,r'$ in die Schraube ohne Ende eingreift, oder an den Knopf b', um es auszulöſen; in letzterm Falle wird die Bewegung des Rades $r\,r'$ ſogleich arretirt.

Es iſt noch hinzuzufügen, daß die Oeffnungen gegen die Ebene der Platten geneigt ſind, Fig. 386, ſo daß die Geſchwindigkeit des Windes, welcher durch die Oeffnungen v aus der Büchſe $f\,f'\,t\,t'$ austritt, hinreicht, um der Platte $p\,p'$ eine raſche Rotationsbewegung zu ertheilen.

Dies vorausgeſetzt, wollen wir uns für einen Augenblick denken, in der beweglichen Scheibe befänden ſich 10 Löcher, in der Platte aber nur eins, ſo wird während eines Umlaufs der Scheibe das Loch der Platte 10mal geöffnet und 10mal geſchloſſen werden, 10mal wird alſo die durch die Windröhre eintretende Luft hier austreten können, 10mal aber wird ſie

aufgehalten ſeyn. Dies wird nun in 1, in $\frac{1}{10}$, in $\frac{1}{100}$ Sekunde geſchehen, je nachdem die bewegliche Scheibe in einer Sekunde 1, 10, 100 Umdrehungen macht; ſo oft der Luftſtrom durch eine Oeffnung hindurchgeht, entſteht ein Stoß, eine Verdichtung, welcher eine Verdünnung folgt, wenn die Oeffnung wieder geſchloſſen wird; es entſtehen alſo 10 vollſtändige Schallwellen während jeder Umdrehung der Scheibe. Je nach der Umdrehungsgeſchwindigkeit dieſer Scheibe kann man alſo Töne hervorbringen, welche allmälig von den tiefſten bis zu den höchſten Tönen übergehen. Wenn ſich nun in der Platte nicht ein, ſondern zehn Löcher befinden, wie in der beweglichen Scheibe, ſo wird man nur einen intenſivern Ton erhalten, da jedes Loch ſeine Wirkung hervorbringt, als ob es allein da wäre.

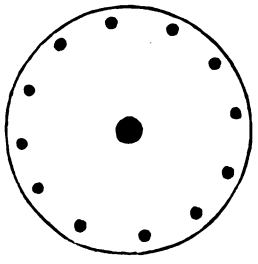
Um mit Hülfe der Syrene die Schwingungszahl des Tons der Stimmgabel zu ermitteln, ſetzt man auf den Windkaſten, Fig. 372, Seite 308, eine offene oder geſchloſſene Röhre, welche mit der Stimmgabel vollkommen im Einklang iſt. Neben dieſer Röhre wird die Syrene ſelbſt aufgeſetzt. Nun wird Wind gegeben und der Druck mit Hülfe des Stabes t ſo lange verändert, bis die Syrene mit der Röhre im Einklange iſt. Iſt dieſer Einklang hergeſtellt, ſo muß er einige Minuten lang erhalten werden, was einige Geſchicklichkeit erfordert; während nun beide Inſtrumente unisono tönen, drückt man zugleich am Knopfe des Zählers, um zu machen, daß das Rad r r' eingreift, und am Knopfe eines guten Chronometers, um die Zeit zu zählen; nach 2 Minuten ungefähr wird dann zugleich der Zähler und das Chronometer arretirt. Man hat auf dieſe Weiſe durch den Zähler die Anzahl der Vibrationen, durch das Chronometer die verfloſſene Zeit und kann daraus leicht berechnen, wieviel Vibrationen auf eine Sekunde kommen. Wenn man den Verſuch mehrmals wiederholt, erhält man vollkommen übereinſtimmende Zahlen, aus welchen ſich ergiebt, daß für das a der gewöhnlichen Stimmgabel 440 Löcher der Scheibe in 1″ über ein Loch der Platte hinweggehen, daß alſo dieſem a 440 Vibrationen in der Sekunde entſprechen, denn für jedes Loch der Scheibe, welches vorübergeht, erhält man eine vollſtändige Vibration, d. h. eine Verdichtung und eine Verdünnung. —

Eine ſehr einfache Conſtruction der Syrene, welche auch noch zu anderen akuſtiſchen Verſuchen anwendbar iſt, hat Seebeck angegeben.

An einer wagerechten Axe, welche auf irgend eine Weiſe raſch umgedreht werden kann, iſt eine ſtarke hölzerne, mit Blei beſchwerte runde Scheibe von $7\frac{1}{4}$ Zoll Durchmeſſer angebracht, und an dieſer wird concentriſch eine Scheibe von dünner glatter Pappe von 12 Zoll Durchmeſſer befeſtigt. An dem Umfange dieſer Scheibe ſind in genau gleichen Abſtänden Löcher von faſt 2 Linien Durchmeſſer eingeſchlagen, ungefähr

wie man Fig. 387 ſieht. Bei dem Verſuche wird mit einem Glas-

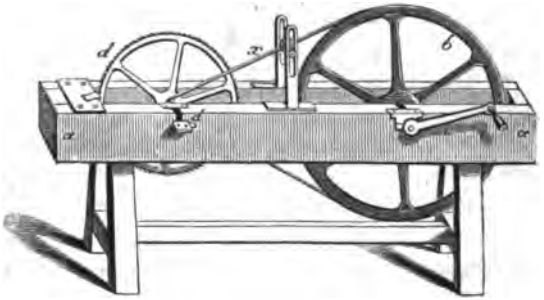
Fig. 387.



röhrchen, deſſen Mündung etwas enger iſt als die Löcher, ein Luftſtrom gegen die in Drehung befindliche Löcherreihe geblaſen, wo dann der Ton wie auf der Syrene von Cagniard Latour entſteht.

Die Methode, die abſolute Schwingungszahl mit Hülfe gezähnter Räder zu zählen, rührt von Savart her (Ann. de Phys. et de Chim. T. 44 et 47); ſein Apparat iſt Fig. 388 dargeſtellt. *a* iſt ein ſehr feſtes Geſtell von Eichenholz, welches noch dadurch ſtabiler gemacht wird, daß man es auf dem Boden befeſtigt; *b* iſt ein Rad von 1,8 Meter Durch-

Fig. 388.

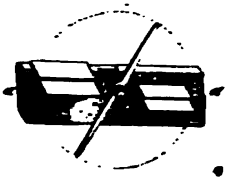


meſſer, welches ſich um eine ſehr ſtarke Axe dreht und durch eine Kurbel in Bewegung geſetzt wird; *d* iſt eine zweite Axe, die durch eine Schnur ohne Ende, welche über das große Rad und über die Welle der Axe *d* geht, in ſehr raſche Rotationsbewegung verſetzt wird. Während z. B. das Rad 1 Umdrehung macht, macht die Welle um *d* deren 10, und wenn das Rad in der Sekunde 4 Umdrehungen macht, ſo macht die Welle deren 40. Die Axe *d* trägt aber ein gezahntes Metallrad, welches ungefähr 600 Zähne hat; wenn man die Kante einer Platte dem Stoße der Zähne ausſetzt, ſo kann man leicht 24000 Stöße in der Sekunde erhalten. Man erhält mehr oder weniger Stöße, je nachdem man raſcher oder weniger raſch dreht. Der Ton, welchen man auf dieſe Weiſe erhält, iſt rein und andauernd, ſeine Höhe hängt von der Schnelligkeit der Umdrehung ab, man kann es alſo leicht dahin bringen, daß er mit der Stimmgabel im Einklange iſt. Der Stoß der Zähne gegen das Plättchen giebt einen Ton, weil es dadurch in Schwingungen verſetzt wird; während der Zahn vorübergeht, wird das Plättchen gehoben, geht aber in Folge ſeiner Ela-

sticität zurück, ehe der folgende Zahn kommt. So erzeugt jeder vorübergehende Zahn einen Hin- und Hergang des Plättchens, also eine Vibration; man hat also nur zu ermitteln, wieviel Zähne in einer gegebenen Zeit vorübergehen, um auch die Schwingungszahl des erzeugten Tons zu kennen; zu diesem Zwecke ist an der Axe d eine Schraube ohne Ende angebracht, welche in ein Rad eingreift, das als Zähler dient; dieser Zähler ist dem der Syrene ganz ähnlich. Savart hat auf diese Weise bestätigt, daß $\overline{a}$ 440 Schwingungen in der Sekunde macht, wie man auch mit der Syrene gefunden hatte.

Gränzen der Hörbarkeit. Man war lange Zeit der Meinung, daß 142
der Ton, welcher durch 16,5 einfache Schwingungen in der Sekunde erzeugt wird, der tiefste sey, welchen das menschliche Ohr hören könne. Savart hat aber gezeigt, daß dies nicht der Fall ist. Um tiefe Töne hervorzubringen, wurde für das gezahnte Rad, Fig. 388, ein einfacher Stab von Eisen oder Holz, Fig. 389, substituirt und an dem Gestelle Platten von Holz befestigt, welche eine Art Rahmen bilden, durch welchen der Stab während seiner Bewegung hindurchgeht. Man erhält auf diese Weise ein explosives Geräusch von wahrhaft betäubender Intensität; wenn aber so schnell gedreht wird, daß ungefähr 7 bis 8 Stöße in der Sekunde erfolgen, wird der Ton continuirlich und hat eine ausgezeichnete Stärke und Tiefe; das menschliche Ohr kann also noch sehr wohl tiefe Töne vernehmen, welche 7 bis 8 Vibrationen in der Sekunde entsprechen. Um die Gränze der hohen Töne zu finden, wandte Savart ein gezahntes Rad an, dessen Umfang 720 Zähne trug, um zu machen, daß 24000 Zähne in der Sekunde vorübergehen, wodurch 24000 Schwingungen in der Sekunde erzeugt werden. Der auf diese Weise entstehende Ton war noch hörbar, obwohl sehr fein. Unser Gehörorgan ist also mit einer bewundernswürdigen Empfindlichkeit ausgerüstet, so daß es alle Töne hören und von einander unterscheiden kann, welche durch 7 bis 24000 Schwingungen in der Sekunde erzeugt werden. Man kann aber noch nicht sagen, daß dies wirklich die wahren Gränzen der [illegible] sind. Wir sind mit Savart der Meinung, daß es auch noch [illegible] Gränzen [illegible] Töne gibt, wenn sie nur hinlängliche Intensität haben.

Fig. 389.



Töne gespannter Saiten. Eine auf irgend ein Instrument [illegible] gespannte Saite schwingt [illegible] als daß man die Schwingungen zählen könnte. [illegible] Töne [illegible] verkürzt [illegible]

die Geſchwindigkeit der Oscillationen auf eine merkliche Weiſe zu. Es beſteht alſo ein Zuſammenhang zwiſchen dem Tone einer Saite, ihrer Länge, ihrer Spannung und der Geſchwindigkeit der Vibrationen. Dieſer Zuſammenhang kann aber nur mit Hülfe des Calculs nachgewieſen werden, er bildet den Gegenſtand des Problems der ſchwingenden Saiten, welches zuerſt von Taylor (Methodus incrementorum a. 1716) theilweiſe gelöſ't wurde. Dieſes Problem veranlaßte ein halbes Jahrhundert lang die lebhafteſten Discuſſionen zwiſchen den erſten Mathematikern. J. Bernouilli, D'Alembert, Euler und Daniel Bernouilli hatten viel darüber geſchrieben, als Lagrange im Jahre 1759, faſt zu Anfange ſeiner wiſſenſchaftlichen Laufbahn, alle Schwierigkeiten hob und den Discuſſionen ein Ende machte.

Folgendes ſind die Reſultate, zu welchen er gelangte und welche die Geſetze der Schwingungen der Saiten enthalten.

1) Die Schwingungszahl einer Saite verhält ſich umgekehrt wie ihre Länge, d. h. wenn eine Saite auf irgend ein Inſtrument, wie eine Violine, eine Guitarre u. ſ. w., aufgeſpannt iſt, in einer gegebenen Zeit eine beſtimmte Anzahl von Schwingungen macht, ſo macht ſie in derſelben Zeit 2mal, 3mal, 4mal u. ſ. w. ſoviel Schwingungen, wenn man bei unveränderter Spannung nur $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ u. ſ. w. der ganzen Länge ſchwingen läßt; ſie würde $\frac{3}{2}$, $\frac{4}{3}$, $\frac{5}{4}$mal ſo ſchnell ſchwingen, wenn man nur $\frac{2}{3}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{4}{5}$ der ganzen Länge ſchwingen ließe.

2) Die Zahl der Schwingungen einer Saite iſt der Quadratwurzel aus den ſpannenden Gewichten proportional, d. h. wenn das Gewicht, welches die Saite ſpannt, 4, 9, 16mal ſo groß gemacht wird, während ihre Länge unverändert bleibt, ſo wird die Geſchwindigkeit der Schwingungen 2, 3, 4mal ſo groß.

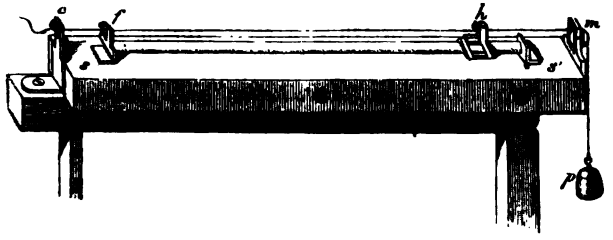
3) Die Schwingungszahlen verſchiedener Saiten derſelben Materie verhalten ſich umgekehrt wie ihre Dicke. Wenn man z. B. zwei Stahlſaiten von gleicher Länge nimmt, deren Durchmeſſer ſich wie 1 zu 2 verhalten, ſo wird die dünnere bei gleicher Spannung in derſelben Zeit doppelt ſo viel Schwingungen machen als die dickere. Für Darmſaiten iſt dieſes Geſetz wohl nicht immer genau wahr, weil ſie nicht immer abſolut genau aus derſelben Materie gemacht ſind.

4) Die Schwingungszahlen von Saiten verſchiedener Materien verhalten ſich umgekehrt wie die Quadratwurzeln ihrer Dichtigkeit. Wenn z. B. eine Saite von Kupfer, deren Dichtigkeit 9 iſt, und eine Darmſaite, deren Dichtigkeit 1 iſt, gleiche Länge und gleichen Durchmeſſer haben, und wenn beide durch gleiche Gewichte geſpannt ſind, ſo ſchwingt die Kupferſaite dreimal langſamer als die Darmſaite.

Es verſteht ſich von ſelbſt, daß dieſe Geſetze nur für ſolche Saiten gelten, die ihrer ganzen Dicke und Länge nach homogen ſind, daß ſie alſo nicht auf Darmſaiten, welche mit Metallfäden überſponnen ſind, angewendet werden können. Die metalliſche Hülle iſt hier eine träge Maſſe, welche durch die Elaſticität der Saite in Bewegung geſetzt werden muß und welche alſo die Schwingungsdauer vergrößert.

Um die wichtigſten Geſetze der Oscillationen der geſpannten Saiten und ihrer Töne durch den Verſuch nachzuweiſen, bedient man ſich eines Inſtrumentes, welches reine Töne giebt und welches erlaubt, die Länge der Saiten mit Genauigkeit zu meſſen. Dieſes Inſtrument heißt Monochord. Fig. 390 ſtellt ein ſolches Monochord vor, wie es Savart conſtruirt hat; man kann eine Darmſaite oder eine Metallſaite aufſpannen, um zu zeigen, daß beide denſelben Geſetzen folgen. Die Saite iſt bei *c* eingezwängt und geht bei *f* und *h* über eine Art von Steg, dann über

Fig. 390.



eine Rolle *m* weg und iſt endlich mit einem Gewichte *p* belaſtet. Der bewegliche Steg *h* kann an der Saite hin verſchoben werden, ohne ſie zu berühren; man ſtellt ihn an einer beliebigen Stelle feſt und kann dann die Saite mit einer Preßſchraube einklemmen. Später werden wir ſehen, daß der hohle Kaſten *ss'* dient, um den Ton zu verſtärken. Nehmen wir nun an, die Saite ſey hinlänglich geſpannt, um frei ſchwingend einen vollen und reinen Ton zu geben, den wir als Ausgangspunkt für *c* annehmen, ſo kann man durch Verſchieben des beweglichen Steges es dahin bringen, daß die Saite der Reihe nach die Töne *d, e, f, g, a, h, c* giebt. Bezeichnen wir die Länge der Saite, welche den Grundton *c* giebt, mit 1, ſo ergeben ſich für die anderen Töne folgende Saitenlängen:

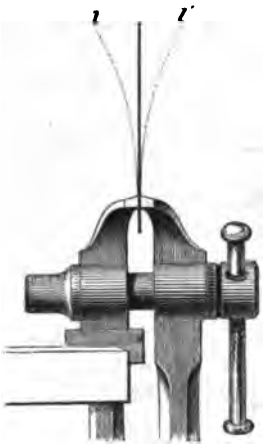
Namen der Töne	*c*	*d*	*e*	*f*	*g*	*a*	*h*	*c*
Entſprechende Saitenlängen .	1	$\frac{8}{9}$	$\frac{4}{5}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{3}{5}$	$\frac{8}{15}$	$\frac{1}{2}$.

Man muß alſo die Saite halb ſo lang machen, damit ſie unter übrigens gleichen Umſtänden die Octav giebt. Da die Octav aber doppelt ſo viel Schwingungen macht als der Grundton, ſo macht alſo eine halb ſo lange Saite doppelt ſo viel Schwingungen.

Um die Quint zu erhalten, muß man die Saite auf $^2/_3$ ihrer Länge verkürzen, die Quint macht aber in gleicher Zeit $^3/_2$mal ſo viel Schwingungen als der Grundton.

Die Schwingungszahl der Saiten verhält ſich alſo in der That umgekehrt wie ihre Länge.

Fig. 391.



Um bei gleicher Länge der Saiten die Octav zu erhalten, muß man ein 4faches, um die Quint zu erhalten, ein $^9/_4$faches Gewicht anhängen.

144 **Geſetze der Vibrationen von Streifen und Stäben.** Wenn ein Streifen oder ein Stab an einem Ende befeſtigt iſt, Fig. 391, und man ihn mit einem Fiedelbogen ſtreicht oder auch nur mit der Hand aus der Gleichgewichtslage bringt, ſo macht er zwiſchen l und l' eine Reihe von iſochronen Vibrationen, welche, wenn ſie ſchnell genug ſind, einen Ton hervorbringen. D. Bernouilli hat die Theorie dieſer Vibrationen entwickelt; er hat bewieſen, daß, wenn man demſelben Streifen verſchiedene Längen giebt, die Zahl der in gleichen Zeiten gemachten Vibrationen ſich umgekehrt verhält wie die Quadratwurzel der ſchwingenden Längen.

145 **Longitudinalſchwingungen der Saiten und Stäbe.** Wir haben bisher nur die Querſchwingungen der Saiten und Stäbe betrachtet, ſie können aber auch ihrer Länge nach ſchwingen, ganz ähnlich wie eine in einer Röhre eingeſchloſſene Luftſäule. Solche Längenſchwingungen kann man dadurch erzeugen, daß man eine geſpannte Saite unter ſehr ſpitzem Winkel mit einem Fiedelbogen ſtreicht oder eine Glasröhre mit naſſen Fingern oder einem naſſen Tuche der Länge nach reibt.

Man nehme z. B. eine Glasröhre von etwa 2 Meter Länge, welche einen Durchmeſſer von 3 bis 4 Centimeter hat, und halte ſie in der Mitte mit einer Hand feſt, während man die eine Hälfte mit einem in der andern Hand gehaltenen naſſen Tuche reibt, ſo wird man einen Ton hören, den man mit einiger Geſchicklichkeit leicht rein und voll erhalten kann. Die Schwingungen, welche man auf dieſe Weiſe erzeugt, ſind offenbar Longitudinalſchwingungen. Reibt man immer in derſelben Weiſe, bald mit größerer oder geringerer Geſchwindigkeit, bald ſtärker oder ſchwächer drückend, ſo kann man eine Reihe verſchiedener Töne hervorbringen, und wenn man mit 1 den Grundton dieſer Reihe bezeichnet, ſo findet man, daß die anderen Töne in der Reihe der natürlichen Zahlen 2, 3, 4

u. ſ. w. auf einander folgen. Wenn die Röhren nicht über 2 Meter lang ſind, ſo hält es ſchwer, über den Ton 4 hinauszukommen.

Man erhält dieſelben Reſultate mit langen cylindriſchen und prismatiſchen vollen Glasſtäben, mit Röhren und Stäben von Holz und Metall; bei den letzteren wendet man aber ſtatt des naſſen Tuches ein mit Harz beſtreutes Tuch an, oder, was noch ſicherer iſt, man befeſtigt mit Siegellack an dem einen Ende des Cylinders oder des Stabes in der Richtung ſeiner Axe eine Glasröhre oder einen Glasſtab, welcher ungefähr 1 Decimeter lang iſt und 5 bis 6 Millimeter im Durchmeſſer hat; dieſe Hülfsröhre wird alsdann mit einem naſſen Tuche gerieben und theilt ihre Schwingungen ganz leicht dem Stabe mit.

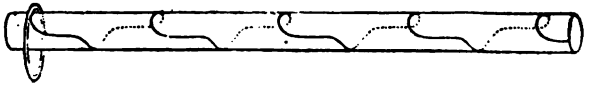
Wenn gerade Stäbe in der Mitte gehalten werden und an den Enden frei ſind, ſo ſchwingen ſie wie offene Röhren und geben Töne, welche ſich in der Reihe der natürlichen Zahlen 1, 2, 3, 4 u. ſ. w. folgen.

Man kann ſich leicht durch den Verſuch überzeugen, daß *der Grundton von Stäben derſelben Subſtanz derſelbe iſt, wenn ſie gleiche Länge haben*, welches auch ihre Breite und Dicke ſeyn mag, vorausgeſetzt jedoch, daß dieſe Dimenſionen im Vergleich zur Länge klein ſind. Alle Glasſtäbe von 6 Fuß Länge werden alſo denſelben Ton geben, mögen ſie nun dünn oder dick, mögen ſie Röhren, volle Cylinder oder Streifen ſeyn. Stäbe von verſchiedener Subſtanz geben aber bei gleicher Länge verſchiedene Töne.

Während dieſe feſten Körper vibriren, vertheilt ſich die Bewegung ſehr ungleich auf ihre Molekûle. Die meiſten der Theilchen machen größere oder kleinere Excurſionen, ein kleiner Theil jedoch bleibt immer in Ruhe. Die Reihe dieſer Ruhepunkte bildet auf der Oberfläche Linien, welche man *Knotenlinien* nennt.

Nehmen wir an, man experimentire mit einer langen Glasröhre, mit welcher man nur den Grundton erzeugt; man hält dieſe Röhre faſt wagerecht, und auf derjenigen Hälfte, welche nicht mit dem naſſen Tuche gerieben wird, bewegt ſich ein leichter Papierring, Fig. 392, deſſen Bewegung

Fig. 392.



man beobachtet. Sobald der Ton gehört wird, gleitet der Ring fort und bleibt endlich an einer beſtimmten Stelle ſtehen, zu welcher er immer wieder zurückkehrt, wenn man ihn von derſelben entfernt. Dieſer Punkt wird mit Tinte bezeichnet; er iſt offenbar ein Punkt der Knotenlinie.

Nun dreht man die Röhre etwas in der Hand, um eine andere Kante

oben hin zu bringen, auf welcher der Ring ruht, und wiederholt den Verſuch; man ſieht wieder, daß der Ring bis zu einer beſtimmten Stelle fortgleitet, und ſo erhält man einen zweiten Punkt der Knotenlinie. Wenn man fortfährt, die Röhre in derſelben Richtung zu drehen, kann man eine Reihe von Punkten der Knotenlinie finden und ſo darthun, daß ſie eine Art unregelmäßiger Schraubenlinie iſt, deren Windungen ſehr gedehnt ſind und welche mehrmals um die Röhre herumgeht. Wir haben verſucht, dies in Fig. 392 und Fig. 393 darzuſtellen. Kehrt man die Röhre um, um

Fig. 393.

den Ring auf die andere Hälfte zu ſetzen, ſo findet man hier eine ähnliche Kurve, jedoch iſt der Umſtand merkwürdig, daß die eine Kurve nicht die Fortſetzung der andern iſt, ſondern daß beide in gleicher oder entgegengeſetzter Richtung gewunden von der Mitte auszugehen ſcheinen. Manchmal zeigt ſich dieſe Umkehrung ſchon auf jeder Hälfte der Röhre.

Die innere Fläche der Röhre zeigt eine ähnliche Knotenlinie wie die äußere; um ihren Lauf zu zeigen, brachte Savart in das Innere der wohlgetrockneten Röhre ebenfalls getrocknete etwas große Sandkörner, oder auch Kügelchen von Kork oder Wachs.

Wenn man ſtatt des Grundtons die Töne 2, 3, 4 u. ſ. w. der Röhre hervorbringt, ſo entſtehen ähnliche Knotenlinien, nur findet man immer 2, 3, 4 u. ſ. w. Umkehrungen in der Richtung der Kurve.

Die Knotenlinien prismatiſcher Stäbe ſind complicirter, aber die langer dünner Streifen, z. B. der Streifen von Spiegelglas von 2 bis 3 Meter Länge und 3 bis 4 Centimeter Breite, zeigen im Allgemeinen eine merkwürdige Umkehrung. Nachdem man die Knotenlinien auf der einen Seite erkannt hat, kehrt man den Streifen um und wird dann finden, daß die Knoten dieſer Seite gerade den Bäuchen der erſteren entſprechen.

Die Urſache dieſer Erſcheinungen iſt darin zu ſuchen, daß in Folge der Longitudinalſchwingungen die Stäbe ſich krümmen, daß ſich iſochrone Transverſalſchwingungen bilden. Dieſe Knotenpunkte ſind alſo nicht Ruhepunkte in Beziehung auf die Longitudinalſchwingungen, alſo nicht den Schwingungsknoten in Pfeifen entſprechend, ſondern es ſind Ruhepunkte in Beziehung auf die als ſecundäre Wirkung auftretenden Transverſalſchwingungen.

146 **Von den Zungenpfeifen.** Eine Zunge iſt im Allgemeinen eine vibrirende Platte, welche durch einen Luftſtrom in Bewegung geſetzt wird.

Es ſey z. B. in Fig. 394 *p* eine Platte von Zink oder Kupfer, welche 2 bis 3 Millimeter dick iſt; in derſelben ſey eine rechteckige Oeffnung *abcd* 3 Centimeter lang und 7 bis 8 Millimeter breit, und über derſelben ſey eine ſehr dünne und ſehr elaſtiſche Meſſingplatte befeſtigt, wie die Figur zeigt. Dieſe Platte kann vibriren, indem ſie an den Rändern *ab*, *bc* und *cd* hinſtreift. Man hat auf dieſe Weiſe ein ganz einfaches Zungenwerk, und um es in Bewegung zu ſetzen, braucht man nur die Platte *p* der Länge nach auf die Lippen zu ſetzen und ſo zu blaſen, daß der Wind gegen das freie Ende der Platte *l* gerichtet iſt. Der Luftſtrom verſetzt ſie in Schwingungen, die Oeffnung wird abwechſelnd geöffnet und geſchloſſen, bald ſtrömt die Luft aus, bald iſt der Strom gehemmt; auf dieſe Weiſe entſtehen Schallſchwingungen, deren Länge von der Anzahl der Vibrationen abhängt, welche die Platte *l* nach ihren Dimenſionen und ihrer Elaſticität in einer gegebenen Zeit machen kann. Der Ton iſt derſelbe, als ob die Platte durch mechaniſche Mittel in Schwingungen verſetzt würde, nur iſt er bei weitem intenſiver. Wenn man auf einer und derſelben Platte mehrere ſolcher Streifen befeſtigt, welche die auf einander folgenden Töne einer Tonleiter geben, ſo kann man auf dieſe Weiſe ein Inſtrument machen, welches geeignet iſt, um darauf Melodien zu ſpielen.

Fig. 394.

Das Zungenwerk der Orgeln beruht auf demſelben Princip, nur iſt hier die Zunge anders befeſtigt. Man unterſcheidet daran zwei an einander ſtoßende Röhren, *t* und *t'*, Fig. 395, einen Stopfen *b*, welcher ſie trennt, und das eigentliche Zungenwerk, welches durch den Stopfen hindurchgeht. Das Zungenwerk ſelbſt iſt Fig. 396 in größerem Maßſtabe dargeſtellt; es iſt aus drei weſentlichen Stücken, der Rinne *r*, der Zunge *l* und dem Stimmdraht *z* zuſammengeſetzt.

Fig. 395.

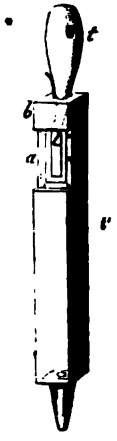
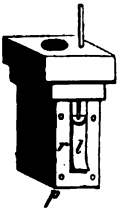


Fig. 396.



Die Rinne iſt eine prismatiſche oder halb cylindriſche Röhre, welche unten verſchloſſen und oben offen iſt, auf der Seite aber noch eine Oeffnung hat, durch welche die beiden Röhren mit einander verbunden ſind.

Die Zunge iſt die vibrirende Platte; in ihrer natürlichen Lage verſchließt ſie die Seitenöffnung der Rinne entweder ganz, oder doch faſt ganz, d. h. ſie ſtreift während ihrer Oscillationen mit den drei freien Rändern an den Rändern der Oeffnung; die vierte Seite iſt entweder durch eine Schraube oder durch Löthung an der Röhre befeſtigt.

Der Stimmdraht iſt ein ſtarker Metalldraht, welcher unten [illegible] gekrümmt iſt und ſeiner ganzen Breite nach die Zunge andrückt, läßt ſich mit einiger Reibung in dem Stopfen auf- und abſchieben; dadurch iſt es möglich, den ſchwingenden Theil der Zunge zu verlängern oder zu verkürzen, denn der Theil, welcher über dem Stimmdrahte iſt, kann nicht ſchwingen.

Der Wind des Blaſebalges tritt durch den Fuß der Röhre t' ein und drückt gegen die Zunge, um ſich einen Ausweg zu verſchaffen, dringt dann durch die Rinne und tritt aus der Röhre t aus. Die auf dieſe Weiſe aus der Gleichgewichtslage gebrachte Zunge kehrt alsbald, vermöge ihrer Elaſticität, zurück und macht demnach Schwingungen, welche ſo lange dauern, als der Luftſtrom anhält. Die Fig. 395 ſtellt eine Zungenpfeife dar, an welcher der der Zunge gegenüberſtehende Theil der Röhre t von Glas iſt, damit man das Spiel dieſer Zunge beſſer beobachten könne.

Bei Orgeln ſind die Zungenpfeifen oft etwas anders conſtruirt, nämlich ſo, daß die Ränder der Zunge auf die Ränder der Rinne aufſchlagen, wie man Fig. 397 ſieht.

Fig. 397.

Wenn eine Zungenpfeife für ſich in freier Luft ſchwingt, wenn alſo keine oder nur eine verhältnißmäßig kurze Röhre über ihr angebracht iſt, ſo hängt ihre Schwingungsgeſchwindigkeit, alſo der Ton, den ſie giebt, von ihrer Elaſticität und von ihren Dimenſionen ab; wenn aber eine lange Röhre aufgeſetzt wird, ſo modificirt dieſe den Ton weſentlich; die Bewegung der Zunge hängt dann mehr von der Bewegung der in der langen Pfeife hin und her laufenden Luftwellen als von ihrer eigenen Elaſticität ab; ſie wird alſo eigentlich mehr geſchwungen als ſie ſelbſt ſchwingt.

147 **Interferenz der Schallwellen.** Schon oben haben wir geſehen, wie in Röhren durch Interferenz der directen und reflectirten Schallwellen ſtehende Luftwellen ſich bilden, wir wollen hier nun noch einige andere Interferenzerſcheinungen der Schallwellen unterſuchen.

Wenn man eine Röhre von Holz oder Pappe, welche ſich unten, wie man Fig. 398 ſieht, in zwei unten offene Arme theilt und an deren oberem Ende ſich eine zweite Röhre b auf- und abſchieben läßt, die in einem mit einer ſchwach geſpannten Membrane verſchloſſenen Käſtchen a endigt, über eine tönende Glas- oder Metallplatte bringt, ſo läßt ſich die gegenſeitige Einwirkung zweier Schallwellen ſehr deutlich zeigen. Die Platte wird zu dieſem Zwecke gerade ſo eingeſchraubt, wie zur Erzeugung von Klangfiguren. Man ſtreiche nun

die Platte ſo, daß die Diagonalen des Quadrates Ruhelinien ſind, man ſtreiche alſo in der Mitte einer Kante und halte die gabelförmigen Enden der Röhre über die in Fig. 399 mit *c* und *a* bezeichneten Stellen der

Fig. 398.

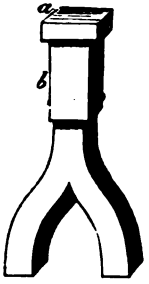


Fig. 399.

Platte, ſo wird der Sand, den man auf die Membrane des Apparates Fig. 298 geſtreut hat, in lebhafte Bewegung gerathen. Die Stellen *c* und *a* befinden ſich nämlich ſtets in gleichen Schwingungszuſtänden, beide gehen gleichzeitig auf und nieder, ſie ſenden alſo gleichzeitig Verdichtungen und gleichzeitig Verdünnungen in den offenen Enden der Gabel, die ſich in dem oberen Theile der Röhre gegenſeitig verſtärken. Hält man aber die Gabel ſo, daß die eine Oeffnung über *a*, die andere über *b* ſteht, ſo bleibt der Sand auf der Membran in Ruhe, denn wenn *a* ſich aufwärts bewegt, ſo geht *b* nieder, und umgekehrt, während alſo eine Verdichtung in dem einen Gabelende eintritt, tritt durch das andere eine Verdünnung ein, und beide werden ſich, in dem oberen Theile des Apparates zuſammentreffend, gegenſeitig aufheben.

Sehr intereſſante Interferenzerſcheinungen hat Seebeck mit Hülfe der oben S. 319 beſchriebenen Syrene hervorgebracht.

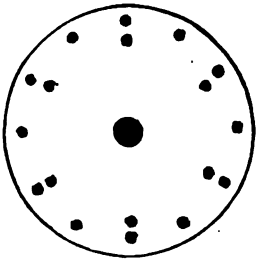
Man richte gegen eine Löcherreihe dieſer Syrene zwei Röhren von den beiden entgegengeſetzten Seiten her ſenkrecht gegen die Scheibe, und zwar ſo, daß, wenn die eine Röhre ſich vor einem Loche befindet, die andere Röhre gleichzeitig einem andern, etwa dem nächſten Loche, gegenüberſteht. Bläſ't man nur durch eine Röhre gegen die in Umdrehung befindliche Scheibe, ſo hört man einen Ton; derſelbe Ton wird wahrgenommen, wenn man nur durch die andere Röhre bläſ't; ſobald aber beide Röhren zugleich angeblaſen werden, verſchwindet der Ton, und man hört nur ein Sauſen. Wenn das Reſultat dieſes Verſuches recht deutlich ſeyn ſoll, ſo müſſen die Luftſtröme beider Röhren vollkommen gleich ſtark ſeyn, ſie müſſen aus einer Windlade kommen. Dieſe Erſcheinung erklärt ſich dadurch, daß die beiden gleichzeitigen Luftſtöße ihrer entgegengeſetzten Richtung wegen ſich zwar nicht am Orte ihrer Entſtehung, wohl aber bei

ihrer Fortpflanzung und im Ohre des Beobachters ſich gegenſeitig aufheben.

Stellt man die Röhren ſo, daß die entgegengeſetzten Stöße nicht gleichzeitig, ſondern alternirend erfolgen, ſo hört man den urſprünglichen Ton, und zwar verſtärkt.

Wenn man auf eine Scheibe concentriſch zwei Löcherreihen ſetzt, von denen die eine doppelt ſo viel Löcher hat als die andere, wie dies Fig. 400 angedeutet iſt, ſo giebt bei gleicher Umdrehungsgeſchwindigkeit die eine Reihe für ſich allein die Octav vom Tone der andern, und man hört in der Regel beide Töne, wenn die beiden Löcherreihen gleichzeitig angeblaſen werden.

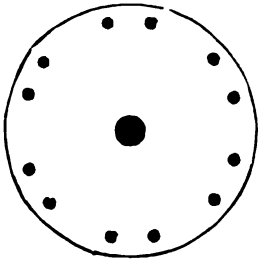
Fig. 400.



Wenn aber das Anblaſen von den beiden entgegengeſetzten Seiten her, und zwar ſo erfolgt, daß jeder Luftſtoß des tieferen Tones mit einem des höheren genau zuſammentrifft, ſo verſchwindet der höhere Ton, und man hört nur den tieferen. Der Grund dieſer Erſcheinung iſt leicht einzuſehen. Der Impuls, welcher durch ein Loch der inneren Löcherreihe hervorgebracht wird, hebt den entgegengeſetzten Impuls des gleichzeitig angeblaſenen Loches der äußeren Reihe auf, und ſo bleibt alſo die Hälfte der Impulſe der äußeren Löcherreihe ohne Wirkung, man hört denſelben Ton, als ob nur die andere Hälfte der Löcher vorhanden wäre, alſo die nächſt tiefere Octav der äußeren Löcherreihe.

Ganz eigenthümliche Erſcheinungen beobachtet man, wenn die Zwiſchenräume der Löcher nicht gleich ſind, ungefähr, wie es in Fig. 401 angedeutet iſt, ſo daß auf einen kleineren Zwiſchenraum immer ein größerer folgt, während jedoch alle kleineren unter ſich und alle größeren unter ſich gleich ſind. Wenn die Scheibe rotirt und man mit einem Röhrchen gegen die Löcherreihe bläſ't oder mit einem Kartenblatte anſchlägt, ſo hört man einen Ton von der Höhe, als ob nur die Hälfte der Löcher vorhanden wäre. Die beiden in kürzeren Zwiſchenräumen auf einander folgenden Stöße combiniren ſich alſo gleichſam zu einem einzigen, namentlich wenn der Unterſchied zwiſchen dem größeren und kleineren Zwiſchenraume bedeutend iſt. Sind dagegen die Zwiſchenräume nicht ſehr ungleich, ſo hört man auch den Ton mit, welcher der Gleichheit aller Zwiſchenräume entſpricht. Je

Fig. 401.



geringer der Unterſchied der Zwiſchenräume iſt, deſto deutlicher wird der letztere, deſto ſchwächer der andere Ton.

Stöße und Combinationstöne. Wenn zwei einander ſehr nahe 148
ſtehende, aber doch nicht ganz iſochrone Töne unſer Ohr treffen, ſo vernehmen wir ein periodiſch abwechſelndes Anſchwellen und Nachlaſſen des Tones, welches man das Schweben der Töne nennt. Scheibler hat für dieſe Erſcheinung die Bezeichnung der Stöße (battement) eingeführt.

Man hört dieſe Stöße ſehr deutlich, wenn man gleichzeitig zwei Orgelpfeifen tönen läßt, welche ſehr nahe unisono ſind. Auch mit zwei Stimmgabeln, welche einer reinen Conſonanz ſehr nahe ſtehen, laſſen ſich die Stöße ſehr deutlich wahrnehmen.

Der Grund dieſer Erſcheinung iſt leicht einzuſehen. Wenn in einem beſtimmten Moment durch beide Töne gleichzeitig eine Verdichtung und eine Verdünnung hervorgebracht wird, ſo wird dieſes Zuſammenfallen bald aufhören, und nach einiger Zeit wird gleichzeitig eine Verdünnung des einen Tones mit einer Verdichtung des anderen ſtattfinden. Wenn aber die Verdichtungen und Verdünnungen des einen Tones mit denen des anderen zuſammenfallen, ſo verſtärken ſie ſich gegenſeitig; ſie heben ſich aber gegenſeitig auf, wenn die Verdichtungen des einen mit den Verdünnungen des anderen zuſammentreffen.

Wie bald Verdichtung mit Verdichtung und Verdünnung mit Verdünnung und dann wieder Verdichtung mit Verdünnung zuſammentreffen, wenn zwei nicht ganz iſochrone Töne zuſammenwirken, kann man ſich durch zwei nicht ganz iſochron ſchwingende Pendel recht anſchaulich machen, am deutlichſten ergiebt ſich aber das abwechſelnde Anſchwellen und Abnehmen des Tones durch graphiſche Darſtellung. In Fig. 402 a. f. S. ſollen die beiden ſchwach gezogenen Kurven die Wellenſyſteme der beiden nicht iſochronen Töne darſtellen. Die Wellenberge entſprechen den Verdichtungen, die Thäler den Verdünnungen. Summirt man die Ordinaten der beiden Kurven, ſo erhält man für jeden Moment die Intenſität der Verdünnung oder Verdichtung, mit welcher beide Wellenſyſteme zuſammen das Ohr afficiren; auf dieſe Weiſe iſt die ſtark gezogene Kurve conſtruirt; bei a, b, d und f werden durch das Zuſammenwirken beider Wellenſyſteme verſtärkte Verdichtungen und Verdünnungen, alſo ein Anſchwellen des Tones, hervorgebracht. In der Nähe von c aber, wo ſich die beiden Wellenſyſteme faſt ganz aufheben, iſt die reſultirende Kurve ganz flach, was einem Nachlaſſen des Tones entſpricht.

Je näher die beiden Töne einander liegen, deſto langſamer ſind die Stöße, ſo daß man ſie bequem zählen kann. Macht der eine Ton in jeder Sekunde 3, 4, 5 u. ſ. w. Schwingungen mehr als der andere, ſo

Fig. 402.

werden 3, 4, 5 Stöße in der Sekunde entſtehen; die Anzahl der Stöße hängt ab von der Anzahl der Schwingungen, welche der eine Ton in jeder Sekunde mehr macht als der andere. Wenn aber die Töne mehr und mehr ungleich werden, ſo werden die Stöße ſchneller und ſchneller, bis ſie endlich nicht mehr als getrennte Eindrücke wahrgenommen werden können; folgen aber die Stöße raſch genug, ſo kann ihr Geſammteindruck ſelbſt wieder einen Ton hervorbringen, und ſo entſtehen die ſogenannten Combinationstöne. Läßt man z. B. einen Ton und ſeine Quinte gleichzeitig ertönen, ſo hört man ſeine nächſt tiefere Octav. Wie dies zugeht, läßt ſich aus Fig. 403 überſehen.

Fig. 403.

Wenn die ſchwarzen Punkte der mittleren Reihe die auf einander folgenden Verdichtungsſtöße bezeichnen, welche irgend einen Ton hervorbringen, ſo ſtellt die obere Reihe die Verdichtungsſtöße ſeiner Quint dar, denn die Schwingungszahlen des Grundtones und der Quint verhalten ſich wie 2 zu 3. Nun aber fällt jedesmal der zweite Stoß der mittleren Reihe mit einem Stoße der oberen zuſammen, und ſo werden die verſtärkten Stöße in ſolchen Intervallen hervorgebracht, wie man in der unteren Reihe ſieht; dieſe ſtellt aber die nächſt tiefere Octav des Tones der mittleren Reihe dar.

Drittes Kapitel.

Erzeugung und Verbreitung des Schalls in verſchiedenen Mitteln.

Wir haben zwar ſchon oben geſehen, daß ſich der Schall durch alle 149
ponderabeln Materien, durch luftförmige, flüſſige und feſte Körper fortpflanzt, wir kommen aber jetzt auf dieſen Gegenſtand zurück, nachdem wir Mittel kennen gelernt haben, die zur Beſtimmung der Fortpflanzungsgeſchwindigkeit des Schalles in verſchiedenen Körpern nöthig ſind.

Newton hatte in dem zweiten Buch ſeiner »Philosophiae naturalis principia mathematica« einen Ausdruck für die Geſchwindigkeit des Schalls in der Luft gegeben, welcher ein zu kleines Reſultat gab, nämlich nur $^5/_6$ von der beobachteten Schallgeſchwindigkeit. Newton ſelbſt ſuchte dieſe Differenz zu erklären; die wahre Urſache aufzufinden blieb aber La Place vorbehalten. Die Bewegung, welche den Schall erzeugt, kann ſich in keinem Mittel fortpflanzen, ohne die Molekûle zu comprimiren, denen ſie ſich mittheilt; da aber jede Compreſſion von einer Wärmeentbindung begleitet iſt, ſo vermuthete La Place, daß dieſe frei werdende Wärme das Geſetz der Elaſticität modificirt, und daß ſie es iſt, welche die Geſchwindigkeit des Schalls beſchleunigt. Wenn die verdichtete Welle Wärme erzeugt, ſo wird in der verdünnten Welle Wärme gebunden, und man ſollte denken, daß dieſe entgegengeſetzten Wirkungen ſich gegenſeitig aufhöben; ſie compenſiren ſich auch wirklich in Beziehung auf die Temperatur, denn der Schall, welcher ſich in der Luft fortpflanzt, bringt keine merkliche Wirkung auf das Thermometer hervor; dies hindert aber nicht, daß doch eine Modification der Elaſticität ſtattfindet.

La Place giebt für die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit des Schalls in Gaſen und Dämpfen folgende Formel:

$$v = \sqrt{\frac{g\,h}{d}}\;k,$$

in welcher v die in Metern ausgedrückte Geſchwindigkeit der Fortpflanzung in $1''$, g die beſchleunigende Kraft der Schwere (alſo $9{,}8088^m$), h die auf 0^0 reducirte Höhe der Queckſilberſäule iſt, welche die Spannkraft des Gaſes mißt; d die Dichtigkeit des Gaſes, wenn die des Queckſilbers bei 0^0 zur Einheit genommen wird, und endlich k den Quotienten der Wärmecapacität des Gaſes bei conſtantem Druck, dividirt durch ſeine Wärmecapacität bei conſtantem Volumen, bezeichnet.

Um dieſe Formel auf Luft, unter beliebigem Druck und beliebiger Temperatur anzuwenden, muß man bemerken, daß die Luft unter einem Druck von 76 Centimetern und bei einer Temperatur von 0 Grad 10466,82mal leichter iſt als Queckſilber, daß alſo bei einem Druck h und einer Temperatur t

$$d = \frac{h}{0{,}76 \,.\, 10466{,}82\ (1 + a\,t)}$$

und alſo

$$v = \sqrt{9{,}8088 \,.\, 0{,}76 \,.\, 10466{,}82\ (1 + a\,t)\ k},$$

und da für Luft $k = 1{,}3748$ iſt, ſo kommt

$$v = 327{,}52\ \sqrt{1 + a\,t}$$

für die Geſchwindigkeit des Schalls in der Luft bei 0°. Für a iſt der Ausdehnungscoëfficient der Luft zu ſetzen.

Man ſieht, daß dieſe Geſchwindigkeit nur von der Temperatur, nicht aber vom Druck abhängig iſt.

Nach dieſer Formel läßt ſich auch die Geſchwindigkeit des Schalls für andere Gaſe und Dämpfe berechnen, wenn für ſie der Werth von k bekannt iſt; umgekehrt aber kann man aus der Fortpflanzungsgeſchwindigkeit des Schalls den Werth von k berechnen. Es giebt aber ein einfaches Mittel, die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit des Schalls in irgend einem Gaſe zu ermitteln; man braucht nur eine Röhre von bekannter Länge mit dieſem Gaſe zu füllen, ſie tönen zu laſſen und den Ton zu merken, welchen ſie giebt. Dieſe Verſuche ſind für die Theorie der Wärme nicht weniger intereſſant als für die Akuſtik, und man ſieht, bis zu welcher Vollkommenheit La Place dieſe Theorien entwickelt hat, da es nun hinreicht, daß ein Experimentator den Ton hört, welchen eine Gasſäule in einer Röhre von bekannter Länge hervorbringt, um daraus die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit des Schalls in dieſem Gaſe und das Verhältniß ſeiner ſpecifiſchen Wärmen zu kennen (Dulong Ann. de Chim. et de Phys. T. 41, p. 113).

150 **Geſchwindigkeit des Schalls in Flüſſigkeiten.** Um die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit des Schalls in Flüſſigkeiten zu berechnen, hat La Place folgende Formel gegeben:

$$v = \sqrt{\frac{g}{\lambda}},$$

wo v und g dieſelbe Bedeutung haben wie in der vorigen Formel, λ aber die Verkürzung bezeichnet, welche eine horizontale Flüſſigkeitsſäule von 1" Länge in einer unelaſtiſchen Röhre unter einem ihrem Gewichte gleichen Drucke erleidet.

Um dieſe Formel anwenden zu können, muß man λ kennen. Dieſe Größe iſt aber leicht zu beſtimmen, wenn man die Zuſammendrückbarkeit

einer Flüssigkeit durch den Druck einer Atmosphäre kennt. Das Wasser wird z. B. durch den Druck einer Atmosphäre um 47,85 Milliontel seines Volumens zusammengedrückt; durch den Druck einer Atmosphäre wird also eine 1^m lange Wassersäule in einer unelastischen Röhre um 47,85 Milliontel Meter zusammengedrückt. Der Druck einer Atmosphäre entspricht aber einem Quecksilberdruck von $0{,}76^m$ bei einer Temperatur von 10^0 und dem Druck einer Wassersäule von $10{,}2934^m$; eine Wassersäule von 1^m Höhe würde also eine Verkürzung von $\frac{0{,}00004785}{10{,}2934}$ oder 0,0000046486 Metern hervorbringen, und dies ist der Werth von λ für Wasser; substituirt man diesen Werth von λ in der Formel, so findet man, daß die Geschwindigkeit des Schalls in Wasser von 10 Grad 1453 Meter in der Sekunde beträgt.

Die vorstehende Formel kann leicht auf folgende Weise umgeformt werden:

$$v = \sqrt{\frac{9{,}8088 \,.\, 0{,}76 \,.\, 13{,}544 \,.\, 1000000}{d\, c}},$$

wo d die Dichtigkeit der Flüssigkeit, im Vergleich zum Wasser, und c ihre Zusammendrückbarkeit für eine Atmosphäre bezeichnet.

Nach dieser Formel ist die Geschwindigkeit des Schalls in folgenden Flüssigkeiten bei 10^0 berechnet:

Namen der Flüssigkeiten	Dichtigkeit	Zusammendrückbarkeit	Geschwindigkeit des Schalls in 1″
Aether	0,712	131,35	1039^m
Alkohol	0,795	94,95	1157
Chlorwasserstoffäther . . .	0,874	84,25	1171
Terpentinöl	0,870	71,35	1276
Wasser	1	47,85	1453
Quecksilber	13,5	3,38	1484
Salpetersäure	1,403	30,55	1535
Wasser mit Ammoniak gesättigt	0,9	33,05	1842

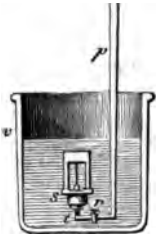
Das Wasser ist die einzige unter diesen Flüssigkeiten, welche einem directen Versuch unterworfen worden ist. Colladon fand die Geschwindigkeit des Schalls im Wasser des Genfersees gleich 1435 Metern in der Sekunde, was von der berechneten Zahl 1453 nur wenig abweicht.

Die Zahlen der letzten Columne sind alle mit einer Ungewißheit behaftet, welche besonders von der Ungewißheit des Werthes für die Zusammendrückbarkeit abhängt. Nimmt man z. B. für Alkohol den von Oersted angegebenen Werth der Zusammendrückbarkeit, so würde sich für die Ge-

ſchwindigkeit des Schalls 2423 Meter in der Sekunde ergeben, während man ſie nur gleich 1157m findet, wenn für die Zuſammendrückbarkeit des Alkohols der von Colladon und Sturm gefundene Werth zu Grunde liegt.

Wenn zwei unter Waſſer zuſammenſtoßende Körper ein Geräuſch erzeugen, welches weithin wiederhallt, ſo iſt die Flüſſigkeit direct in allen Punkten erſchüttert, in welchen ſie die Oberfläche der ſchwingenden feſten Körper berührt; das Waſſer iſt in dieſem Falle erſchüttert wie die Luft durch das Erzittern einer Glocke. Wenn Stäbe unter Waſſer oder Queckſilber transverſal oder longitudinal ſchwingen, ſo ſetzen dieſe Schwingungen ebenfalls durch einen directen Stoß die Flüſſigkeit in Vibrationen. Man könnte alſo glauben, daß der Stoß feſter Körper durchaus nöthig ſey, um Flüſſigkeiten vibriren zu machen; aber das Spiel der Syrene kann auch unter Waſſer Schallſchwingungen erzeugen, welche einen andern Urſprung haben: Man macht den Verſuch auf folgende Weiſe: In Fig. 404 iſt *v* ein weites und tiefes Gefäß, in welchem eine Syrene *s* befeſtigt iſt; die Windröhre *t* iſt durch einen Hahn *r* verſchloſſen und wird hier eine Zuleitungsröhre für Waſſer, denn ſie communicirt mit einer Bleiröhre *p*, welche mit Waſſer gefüllt iſt, welches aus einem 12 bis 15 Fuß höher liegenden Reſervoir kommt. Wenn der Apparat aufgeſtellt und befeſtigt iſt, wird Waſſer in das Gefäß *v* gegoſſen, bis die Syrene ganz unter Waſſer ſteht, und dann der Hahn *r* geöffnet. Auf der Stelle dringt das Waſſer hervor, die Platte der Syrene dreht ſich, und man hört einen ſehr beſtimmten Ton.

Fig. 404.



Die Flüſſigkeit, welche nun in raſcher Abwechſelung bald durch die Oeffnungen der Platte hindurchgeht, bald aufgehalten wird, verhält ſich hier gerade ſo wie die Luft unter ähnlichen Umſtänden.

Es giebt ohne Zweifel noch andere Mittel, ohne den Stoß feſter Körper, Schallſchwingungen in Flüſſigkeiten zu erzeugen. Man weiß z. B., daß ein Strom elektriſcher Funken mitten in einer Flüſſigkeit ein Geräuſch erzeugt, und wenn man einen Apparat anbringen könnte, um mitten im Waſſer kleine Blaſen von Knallgas zu entzünden, welche raſch auf einander folgen, ſo würde man ſicher ein ſehr intenſives Geräuſch hervorbringen, ohne andere feſte Körper anzuwenden, als die Knöpfe der Metalldrähte, welche die Elektricität leiten.

151 **Geſchwindigkeit des Schalls in feſten Körpern.** Die Formel, welche La Place für Flüſſigkeiten gegeben hat, läßt ſich auch auf feſte Körper anwenden, nur herrſcht noch einige Ungewißheit in Beziehung auf die

Ermittelung des Werthes von λ. Man nimmt zwar an, daß eine horizontale Metallſtange gleichviel verkürzt oder verlängert wird, wenn ſie mit gleicher Kraft gedrückt oder gezogen wird, und da man für feſte Körper leichter die Verlängerung als die Verkürzung meſſen kann, ſo nimmt man an, daß in

$$v = \sqrt{\frac{g}{\lambda}}$$

für λ die Verlängerung zu ſetzen iſt, welche eine 1^m lange Stange erleidet, wenn ſie durch ein Gewicht gezogen wird, welches dem ihrigen gleich iſt. Die Verlängerung iſt aber nicht dieſelbe, wenn man annimmt, daß die Stange nur an ihren Enden gezogen wird, oder wenn man annimmt, daß dieſer Zug auf alle Punkte ihrer Oberfläche wirkt. Mehrere Betrachtungen laſſen annehmen, daß für λ bei feſten Körpern, wie bei Flüſſigkeiten, die Veränderung des Volumens zu nehmen ſey, welche der Stab erleidet, wenn auf alle Punkte ſeiner Oberfläche gleiche Kräfte wirken. In dieſer Vorausſetzung müßte man für λ $^3/_2$ der Verlängerung nehmen, welche ein Stab erleidet, wenn er nur an ſeinen beiden Enden gezogen wird. Nach den Verſuchen von Colladon und Sturm verlängert ſich ein Glasſtab um 11 Zehnmilliontel ſeiner Länge, wenn die ziehende Kraft dem Druck einer Atmoſphäre gleich iſt; man müßte alſo $^{33}/_2 = 16{,}15$ Zehnmilliontel für die Vergrößerung des Volumens nehmen, wenn der Glasſtab an allen Punkten ſeiner Oberfläche dieſen Zug auszuhalten hätte. Berechnet man daraus die Vergrößerung des Volumens, welche eine dem Gewicht eines 1 Meter langen Glasſtabes äquivalente ziehende Kraft hervorbringt, ſo ergiebt ſich 4959 Meter für die Geſchwindigkeit des Schalls in dem Glaſe.

Um die Schallgeſchwindigkeit in feſten Körpern durch den Verſuch zu ermitteln, haben Chladni und Savart Verſuche angeſtellt. Das Princip, auf welchem ſie beruhen, iſt folgendes:

Es ſey v die Geſchwindigkeit des Schalls in der Luft, l die Länge einer offenen Röhre und n die Anzahl der Schwingungen, welche die Luftſäule in ihr in 1″ macht, wenn ſie ihren Grundton giebt; die Länge der Schallwellen, welche in dieſem Falle erzeugt werden, iſt gleich $2\,l$, gleich der doppelten Röhrenlänge; die n Undulationen, welche in einer Sekunde erzeugt werden, bilden alſo eine Länge $2\,n\,l$, welche der Schallgeſchwindigkeit v gleich iſt, man hat alſo

$$v = 2\,n\,l.$$

Es ſey ferner v' die Schallgeſchwindigkeit in irgend einem feſten Körper, l die Länge eines cylindriſchen oder prismatiſchen Stabes von dieſer Subſtanz; n' die Anzahl der Vibrationen, welche der longitudinal ſchwingende Stab in einer Sekunde macht, wenn er ſeinen Grundton giebt,

wenn er alſo an beiden Enden frei iſt und in der Mitte gehalten wird; die Länge der Wellen, welche in dieſem Falle in ſeiner eigenen Subſtanz entſtehen, iſt $2l$, die n' Undulationen, welche er in einer Sekunde macht, würden alſo eine Länge $2n'l$ bilden, welche gleich der Schallgeſchwindigkeit v', d. h. gleich dem Raum iſt, welchen der Schall in dieſem Körper in 1″ zurücklegen würde. Es iſt alſo

$$v' = 2\,n'\,l.$$

Verbindet man dieſe Gleichung mit der vorigen, ſo kommt

$$v' = v\,\frac{n'}{n},$$

woraus hervorgeht, daß man, um die Geſchwindigkeit des Schalls in irgend einem Körper zu finden, nur den Grundton zu hören braucht, welchen ein aus dieſer Subſtanz verfertigter Stab hervorbringt, wenn er longitudinal ſchwingt, und dann dieſen Grundton mit dem Grundton einer gleich langen offnen Röhre vergleicht. Der Quotient dieſer beiden Töne, multiplicirt mit der Schallgeſchwindigkeit in der Luft, giebt die verlangte Geſchwindigkeit.

Nehmen wir z. B. an, man ließe einen 8 Fuß langen Stab von Pinienholz longitudinal ſchwingen, indem man ihn in der Mitte feſthält und an einem Ende mit einem mit Colophonium überzogenen Tuche reibt, ſo würde der hervorgebrachte Ton mit dem $\overline{\overline{c}}$ eines Klaviers im Einklang ſeyn. Man weiß aber, daß eine 8-Fuß lange offene Röhre den Ton $\underline{C}$ giebt, es iſt alſo für dieſen Fall $\frac{n'}{n} = 16$, in Tannenholz iſt alſo die Geſchwindigkeit des Schalls 16mal größer als in der Luft, oder

$$v' = 340 \,.\, 16 = 5440.$$

Durch eine Reihe ähnlicher Verſuche hat Chladni die Geſchwindigkeit des Schalles in mehreren feſten Körpern beſtimmt, wie man in folgender Tabelle ſieht.

Namen der Subſtanzen.	Geſchwindigkeit, verglichen mit Schallgeſchwindigkeit in der Luft.
Fiſchbein	$6\frac{2}{3}$
Zinn	$7\frac{1}{2}$
Silber	9
Nußbaumholz	$10\frac{2}{3}$
Tarusholz	$10\frac{2}{3}$
Meſſing	$10\frac{2}{3}$
Eichenholz	$10\frac{2}{3}$
Pflaumenbaumholz	$10\frac{2}{3}$

Namen der Substanzen.	Geschwindigkeit, verglichen mit Schallgeschwindigkeit in der Luft.
Irdene Pfeifenröhren	10 bis 12
Kupfer	12
Birnbaumholz	$12\frac{1}{2}$
Rothbuchenholz	$12\frac{1}{2}$
Ahornholz	$12\frac{1}{3}$
Akazienholz	$14\frac{2}{3}$
Ebenholz	$14\frac{2}{3}$
Hagebuchenholz	$14\frac{2}{3}$
Ulmenholz	$14\frac{2}{3}$
Erlenholz	$14\frac{2}{3}$
Birkenholz	$14\frac{2}{3}$
Lindenholz	15
Kirschbaumholz	15
Weidenholz	16
Pinienholz	16
Glas	$16\frac{2}{3}$
Eisen oder Stahl	$16\frac{2}{3}$
Tannenholz	18

Die von Savart gefundenen Zahlen stimmen im Allgemeinen mit denen von Chladni überein. Savart hat aber außerdem noch nachgewiesen, daß für ein und denselben Körper Verschiedenheiten stattfinden, welche von Unterschieden in dem Molekularzustande abhängen.

Mittheilung der Schallschwingungen zwischen festen, flüssigen und luftförmigen Körpern. Wenn mehrere feste Körper unter einander zu einem Ganzen verbunden sind, so verbreiten sich die von einem Theile dieses Systems ausgehenden Vibrationen mit der größten Leichtigkeit als fortschreitende Wellen über die ganze Masse; an der Gränze angekommen, gehen nun aber die Wellen nur theilweise in das angränzende Mittel, einen luftförmigen oder flüssigen Körper, über, theilweise aber werden sie reflectirt, und durch die Interferenz der reflectirten Wellen mit den neu ankommenden bilden sich in den einzelnen Theilen des festen Systems stehende Schwingungen. Ein solches System bildet ein Ganzes, welches, wenn ein Punkt in Schwingungen versetzt wird, sich wie ein einzelner fester Körper in einzelne schwingende Theile abtheilt, die durch Schwingungsknoten getrennt sind. Jeder einzelne Theil verliert gewissermaßen seine Individualität; seine Verbindung mit den benachbarten Stücken hindert ihn so zu schwingen, wie es geschehen würde, wenn er allein wäre. 152

Savart hat viele Versuche über diesen Gegenstand gemacht; er hat seine Apparate auf mancherlei Weise abgeändert, um zu zeigen, daß sich

die Vibrationen wirklich über ein ganzes Syſtem von Platten, Streifen, Glocken, Saiten u. ſ. w. verbreiten. Unter den Reſultaten, die in ſeiner Abhandlung (Ann. de Phys. et de Chim. T. 25) niedergelegt ſind, wollen wir folgendes Beiſpiel hervorheben, welches den Vortheil hat, zugleich den Einfluß nachzuweiſen, welchen die Richtung der Bewegung auf die Bildung der Schwingungsknoten hat. Eine Holzplatte *a*, Fig. 405, iſt an dem einen Ende befeſtigt, an dem andern aber durch eine Saite *b* geſpannt, welche durch einen Schlüſſel *e* mehr oder weniger angezogen werden kann. Sobald die Saite durch einen Fiedelbogen angeſtrichen wird, geräth auch die Platte *a* in Schwingungen. Für denſelben Ton ſind die Knotenlinien, welche ſie auf der oberen und unteren Seite zeigt, von der Schiefe des Fiedelbogens oder der Richtung abhängig, in welcher die Platte ſchwingt, wie man in Fig. 406 bis 409 ſieht, wo *a* den Querſchnitt der Platte, *h* die Richtung des Fiedelbogens, *s* und *s'* die entſprechenden Knotenlinien auf die obere und untere Fläche der Platte darſtellen. Die Schwingungen pflanzen ſich nicht allein fort, ſondern ihre Richtung hängt auch davon ab, in welcher Richtung das erſte Theilchen bewegt wird, welchem ſich die Bewegung der Saite mittheilt.

Fig. 405.

Fig. 406.

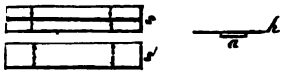


Fig. 407.

Fig. 408.

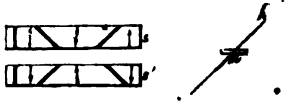
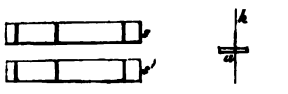


Fig. 409.



Während ſich die Schallwellen leicht über ein Syſtem von feſten Körpern verbreiten, gehen ſie nicht ſo leicht von einem feſten Körper auf einen flüſſigen, weniger leicht auf einen gasförmigen über; ſo kommt es denn, daß mancher ziemlich ſtark vibrirende feſte Körper doch nur einen ganz ſchwachen Ton hören läßt, nur weil ſie ihre Schwingungen der Luft nicht gehörig mittheilen können. Dies iſt z. B. bei der Stimmgabel der Fall, welche, ſtark angeſchlagen und frei in der Luft gehalten, doch nur einen ganz ſchwachen Ton hören läßt.

Um den Ton eines ſolchen Körpers zu verſtärken, muß man die Mittheilung ſeiner Schwingungen an der Luft durch Reſonanz, d. h. da-

durch befördern, daß man die ſtehenden Schwingungen des tönenden Körpers noch auf einen andern zu übertragen ſucht. Ein Mittel dazu haben wir ſchon kennen gelernt, die ſchwachtönenden, aber doch ſtark vibrirenden Körper vor eine Röhre von entſprechender Länge zu bringen, und ſo die Luftmaſſe in derſelben zum Mittönen zu bringen.

Ein zweites Mittel, den Ton zu verſtärken, beſteht darin, den tönenden Körper mit einem andern, leicht in Schwingungen zu verſetzenden Körper von verhältnißmäßig großer Oberfläche in Berührung zu bringen. Es bilden ſich dann auf dieſem, wie ſchon erwähnt wurde, ebenfalls ſtehende Schallſchwingungen, und dieſe theilen ſich, der großen Oberfläche des mittönenden (reſonirenden) Körpers wegen, der Luft leichter mit. Setzt man z. B. die ſtark angeſchlagene, aber in freier Luft ſchwachtönende Stimmgabel auf einen Kaſten von dünnem elaſtiſchen Holze, ſo hört man den Ton ungleich ſtärker. Darauf beruht die Anwendung des Reſonanzbodens in verſchiedenen muſikaliſchen Inſtrumenten. Bei Flöten, Orgelpfeifen u. ſ. w. iſt kein Reſonanzboden nöthig, weil hier die ſtehenden Schwingungen einer Luftmaſſe den Ton geben, und dieſe ſich ganz leicht der umgebenden Luft mittheilen.

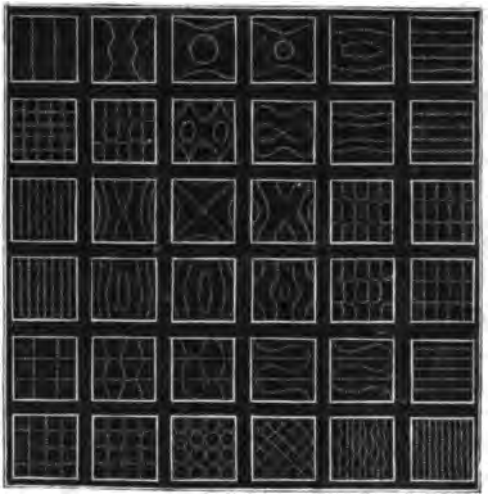
So wie Vibrationen feſter Körper Schallwellen in der Luft erzeugen, ſo können auch umgekehrt Schallwellen, die, ſich in der Luft verbreitend, einen feſten Körper treffen, dieſen zum Vibriren bringen. So ſieht man z. B. die Saite eines Inſtrumentes in Schwingungen gerathen, wenn ſie von den Schallwellen des Tones, welchen ſie ſelbſt giebt, oder eines ſeiner harmoniſchen Töne getroffen wird, ſo erzittern die Fenſterſcheiben heftig unter dem Einfluß gewiſſer Töne der Stimme, oder des Knalls einer Kanone. Dieſe Erſcheinung, welche man ſo auffallend an leicht beweglichen Körpern wahrnimmt, findet auch bei größeren Maſſen und weniger elaſtiſchen Körpern Statt; alle Pfeiler und Mauern eines Domes erzittern mehr oder weniger beim Läuten der Glocken.

Leicht in Schwingungen zu verſetzende Körper theilen ſich, wenn ſie durch Schallwellen, welche ſie treffen, in Vibrationen verſetzt werden, durch Knotenlinien auf ähnliche Weiſe in einzelne vibrirende Abtheilungen, wie dies auch bei ſelbſttönenden Körpern der Fall iſt. Savart, welcher dieſe Erſcheinungen ganz beſonders ſtudirt hat, befeſtigte die Ränder der Membranen, indem er ſie auf einen Holzrahmen oder über die Oeffnung einer Glasglocke klebte; ſie wurden mehr oder weniger beleuchtet, um ihnen eine größere oder geringere Spannung zu ertheilen. Um ſie in Schwingungen zu verſetzen, näherte er eine ſchwingende Stimmgabel oder eine Orgelpfeife, deren Ton voll und andauernd war. Sobald der Ton ſich hören läßt, vibrirt die Membrane gerade ſo, als ob ſie direct wäre erſchüttert worden; die Sandkörnchen, welche ſie bedecken, ſpringen auf der Oberfläche umher,

um ſich in den Knotenlinien anzuhäufen. Die Figuren, welche man erhält, ſind äußerſt mannigfaltig und hängen von der Spannung der Membrane und der Höhe der Töne ab, welche ſie treffen.

In Fig. 410 iſt eine Reihe ſolcher an quadratiſchen Membranen beobachteter Knotenlinien dargeſtellt. Savart hat beobachtet, daß wenn man durch irgend einen Ton eine beſtimmte Figur erzeugt hat, dieſelbe allmälig in andere übergeht, wenn der Ton höher und höher wird. In unſerer Figur enthält jede Horizontalreihe eine Reihe ſolcher auf einander folgenden Modificationen.

Fig. 410.



Dreieckige, vieleckige und kreisförmige Membranen bieten ähnliche Erſcheinungen dar.

Viertes Kapitel.

Von der Stimme und dem Gehör.

153 **Von der menſchlichen Stimme.** Das Stimmorgan iſt aus mehreren Theilen zuſammengeſetzt, welche ohne anatomiſche Betrachtung nicht vollſtändig ſtudirt werden können, wir müſſen uns deshalb darauf beſchränken, im Allgemeinen die Anordnung der Theile zu betrachten, welche am directeſten zur Hervorbringung der Stimme mitwirken.

Es iſt bekannt, daß die Luftröhre eine Röhre iſt, welche auf der einen Seite mit dem Schlunde, auf der andern in den Lungen endigt. Ihre weſentlichſte Function iſt, die Luft durchzulaſſen, ſey es nun beim Ein- oder beim Ausathmen; ſie iſt faſt cylindriſch und aus knorpeligen Ringen zuſammengeſetzt, welche durch biegſame häutige Ringe verbunden ſind. Am unteren Ende theilt ſie ſich in zwei Röhren, die

Bronchien, von denen die eine rechts, die andere links geht. Jeder dieſer Aeſte verzweigt ſich weiter nach allen Seiten hin in das Gewebe der Lunge. Oben endigt die Luftröhre mit dem Kehlkopfe, welcher vorzugsweiſe das Stimmorgan iſt.

Der Kehlkopf beſteht aus 4 Knorpeln, welche erſt in ſpäterem Alter verknöchern, nämlich dem Ringknorpel (cartilago cricoidea), dem Schildknorpel (cartilago thyroidea) und den beiden Gießkannenknorpeln (cartilagines arytenoideae). Dieſe Knorpel ſind unter ſich und mit dem oberen Ringe der Luftröhre verbunden und können durch verſchiedene Muskeln auf das Mannigfaltigſte bewegt werden. Die innere Wand des Kehlkopfes bildet eine Verlängerung der Luftröhre, die immer enger wird, bis zuletzt nur eine von vorn nach hinten gerichtete Spalte, die Stimmritze (glottis), übrig bleibt. Die Ränder dieſer Stimmritze ſind größtentheils durch die Stimmbänder gebildet. Nach vorn hin ſind dieſe Stimmbänder an dem Schildknorpel, am entgegengeſetzten Ende aber iſt das eine Stimmband an dem einen, das andere Stimmband an dem anderen Gießkannenknorpel angewachſen, ſo daß, je nachdem die Knorpel durch die entſprechenden Muskeln mehr genähert oder entfernt werden, die Stimmbänder mehr oder weniger geſpannt ſind, und die Stimmritze größer oder kleiner wird. Die Stimmbänder ſelbſt beſtehen aus einem ſehr elaſtiſchen Gewebe.

Ueber den Lippen der Stimmritze befinden ſich zwei ſackartige Höhlungen, die eine auf der rechten, die andere auf der linken Seite, welche ſich 8 bis 9 Linien weit ſeitwärts erſtrecken und eine Höhe von 5 bis 6 Linien haben; es ſind dies die ventriculi Morgagni. Die oberen Ränder dieſer Ventrikeln bilden gleichſam eine zweite Stimmritze, welche 5 bis 6 Linien über der andern liegt. Die obere Stimmritze kann durch den Kehldeckel (epiglottis), welcher eine faſt dreieckige Haut oder vielmehr ein Knorpel iſt, verdeckt werden; dieſer Kehldeckel iſt mit der einen Seite nach vorn hin angewachſen, und verhindert, wenn er die Stimmritze verdeckt, daß Speiſen und Getränke in die Luftröhre gerathen können, indem dieſe über den Kehldeckel hinweg in den Schlund gelangen.

Der Bau des Kehlkopfes wird durch die a. f. S. ſtehenden Figuren deutlicher werden. Fig. 411 ſtellt denſelben von vorn, Fig. 412 von der Seite, Fig. 413 von hinten, Fig. 414 von oben, mit Hinweglaſſung der Muskeln, dar, welche die Knorpel bewegen und dadurch die Stimmbänder ſpannen. In allen dieſen Figuren iſt der Ringknorpel mit *a*, der Schildknorpel mit *b*, der Gießkannenknorpel auf der einen Seite mit *c'*, der auf der andern Seite mit *c''*, der Kehldeckel mit *d* bezeichnet. Der Kehldeckel iſt, um Alles deutlicher ſehen zu können, in die Höhe gerichtet dargeſtellt. In Fig. 414 ſieht man die Stimmritze, welche durch die zwiſchen

dem Schildknorpel und den Gießkannenknorpeln ausgeſpannten untern Stimmbänder gebildet wird; in derſelben Figur ſieht man auch die obern

Fig. 411.

Fig. 412.

Fig. 414.

Fig. 413.

Stimmbänder nebſt den zwiſchen ihnen und den unten gelegenen ventriculis Morgagni.

Die Bildung von Tönen in den menſchlichen Stimmwerkzeugen hat man ſchon auf gar verſchiedene Weiſe zu erklären geſucht, ohne daß die Erklärungen genügend geweſen wären, bis Johannes Müller in Berlin durch ſeine claſſiſchen Unterſuchungen über dieſen Gegenſtand (Handbuch der Phyſiologie des Menſchen, zweiten Bandes erſte Abtheilung

und: Ueber die Compenſation der phyſiſchen Kräfte am menſchlichen Stimmorgan) außer Zweifel geſetzt hat, daß die Bildung von Tönen im Kehlkopfe der in Zungenpfeifen ganz analog iſt.

Ein Zungenwerk beruht darauf, daß ein Körper, der für ſich durch Anſtoßen entweder gar keine, oder doch nur ſchwache und klangloſe Töne hervorbringt, durch den continuirlichen Stoß der Luft einen Ton erzeugt, welcher ſeiner Länge und ſeiner Elaſticität entſpricht. Bis jetzt hat man ſich vorzugsweiſe nur mit der Unterſuchung feſter metalliſcher oder hölzerner Zungen beſchäftigt und die Zungenwerke mit membranöſen, durch Spannung elaſtiſchen Zungen ziemlich vernachläſſigt. Zwar zeigte ſchon Ferrain (Mém. de l'acad. d. sc. 1741) durch treffliche Verſuche, die auch von Anderen beſtätigt wurden, daß die Stimmbänder in gewiſſer Beziehung mit geſpannten Saiten zu vergleichen ſeyen; Biot und Cagniard de la Tour erſetzten die Stimmbänder durch elaſtiſche Membranen von Kautſchuck, die ſie über eine Röhre ſpannten, doch reichen dieſe Verſuche noch nicht hin, um eine vollkommene Parallele zwiſchen dieſen Zungenwerken und dem Stimmorgane zu begründen. Müller machte zahlreiche Verſuche mit membranöſen Zungen. Wenn man von einer dünnen Kautſchuckplatte einen Streifen abſchneidet und denſelben über einen Ring oder einen Rahmen von Holz ſpannt, ſo giebt er nur einen ganz ſchwachen, klangloſen Ton, wenn er wie eine Saite gezerrt wird. Wenn aber zu beiden Seiten des Streifens eine ſteife Platte von Pappe oder Holz befeſtigt wird, ſo daß nur eine ſchmale Spalte auf jeder Seite übrig bleibt, ſo hat man eine Mundharmonika, deren Zunge aus Kautſchuck beſteht und welche nun einen reinen, ſtarken und klangreichen Ton giebt. Auch ohne die feſten Platten zu beiden Seiten kann man den Streifen zum Tönen bringen, wenn mit einem feinen Röhrchen ein Luftſtrom gegen denſelben geblaſen wird. Mit membranöſen Platten kann man Töne hervorbringen, wenn man über die eine Hälfte eines kurzen Rohres eine Kautſchuckplatte ſpannt und die andere Hälfte mit einer feſten Platte bedeckt, ſo daß nur eine feine Spalte bleibt, wie Fig. 415, oder indem man eine Spalte bildet, die von beiden Seiten durch membranöſe Platten begränzt wird, wie Fig. 416. Am leichteſten läßt ſich eine ſolche Vorrichtung aber in folgender Weiſe herrichten; aus einer Kautſchuckplatte ſchneide man ein ungefähr 1½ Zoll langes Stück aus, welches ſo breit iſt, daß es ſich um ein Glasrohr von ungefähr 6 bis 7 Linien Durchmeſſer gerade herumlegen läßt; man legt dieſes Kautſchuckſtück nun ſo um den Glascylinder, daß die eine Hälfte auf

Fig. 415.

Fig. 416.

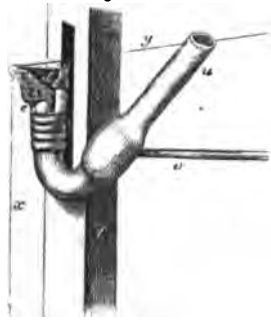
dem Glaſe liegt, die andere Hälfte vorragt; wenn man die friſchen Schnittränder der Kautſchuckplatte, welche auf dieſe Weiſe an einander ſtoßen, feſt an einander drückt, ſo haften ſie feſt zuſammen, und man erhält ſo einen Kautſchuckcylinder, welcher auf einem Glascylinder ſo ſteckt, daß ſeine eine Hälfte noch vorragt; man bindet nun den Kautſchuckcylinder auf das Glas feſt, wie man Fig. 417 ſieht. Wenn man nun die Kautſchuckröhre an ihrem oberen Ende an zwei gegenüberliegenden Punkten faßt und auseinanderzieht, ſo bildet ſich eine Ritze, wie man Fig. 417 ſieht, deren Ränder von Kautſchuck ſind, und wenn man dann unten in das Rohr hineinbläſ't, ſo erhält man einen Ton, der um ſo höher wird, je ſtärker die beiden Lippen angeſpannt werden. Man kann dabei ganz deutlich die Vibrationen der beiden Kautſchucklippen ſehen, welche die Ritze bilden.

Fig. 417.

Ohne hier auf die von Müller mit membranöſen Zungen angeſtellten Verſuche weiter einzugehen, wollen wir nur die Bildung der Töne im Stimmorgane ſelbſt noch etwas näher betrachten.

Sowohl Beobachtungen an lebenden Menſchen und Thieren, als auch die Verſuche an ausgeſchnittenen Kehlköpfen menſchlicher Leichen zeigen, daß die Stimme in der Stimmritze und weder über, noch unter ihr gebildet wird. Befindet ſich eine Oeffnung in der Luftröhre (alſo unter der Stimmritze), ſo hört die Stimme auf, ſie kehrt aber wieder, ſobald dieſe Oeffnung verſchloſſen wird; dahingegen bringt eine Oeffnung in den Luftwegen oberhalb der Stimmritze eine ſolche Wirkung nicht hervor. Magendie hat ſich überzeugt, daß die Stimme fortdauert, wenn die oberen Stimmbänder und der obere Theil der Cartilagines arytenoideae verletzt ſind; ebenſo hat er an lebenden Thieren, deren Stimmritze bloßgelegt wurde, beobachtet, daß die Stimmbänder beim Tongeben in Schwingungen gerathen.

Fig. 418.



Die entſcheidendſten Verſuche ſtellte Müller mit ausgeſchnittenen Kehlköpfen an, die er auf eine paſſende Weiſe auf einem Brettchen befeſtigte. Fig. 418 ſtellt einen ſolchen Kehlkopf von der Seite geſehen dar. *a* iſt einer der Cartilagines arytenoideae (der andere liegt hinter dem gezeichneten), *b* iſt der untere Theil des Schildknor-

pels, *d* die innere Haut des Kehlkopfes, die in den Stimmbändern endigt, welche zwiſchen den Knorpeln *a* und *b* ausgeſpannt ſind. Der obere Theil des Schildknorpels bis zur Stelle, wo die Stimmbänder angewachſen ſind, die ventriculi Morgagni, die oberen Stimmbänder und der Kehldeckel ſind weggeſchnitten, damit man die Bänder der Stimmritze beſſer ſehen kann.

Um den Kehlkopf gehörig zu befeſtigen, wird er mit ſeiner hinteren Wand auf das Brettchen gelegt und der Ringknorpel darauf feſtgebunden; um die cartilagines arytenoideae zu befeſtigen, wird ein Pfriemen quer durch dieſelben geſteckt, ſo daß ſie neben einander auf demſelben fixirt ſind und man ſie nach Belieben von einander entfernen oder dicht zuſammenrücken kann; der Pfriemen ſelbſt wird alsdann durch Schnüre ebenfalls an das Brettchen unbeweglich angezogen. Iſt nun auf dieſe Art die hintere Wand des Kehlkopfes befeſtigt, ſo läßt ſich den Stimmbändern durch Anziehen des Schildknorpels jede beliebige Spannung geben. Mit ſo präparirten Kehlköpfen machte Müller eine Menge von Verſuchen; wir können hier nur die wichtigſten ſeiner Reſultate hervorheben.

Die unteren Stimmbänder geben bei enger Stimmritze volle und reine Töne beim Anſpruch durch Blaſen von der Luftröhre aus; dieſe Töne kommen denen der menſchlichen Stimme ſehr nahe; ſie unterſcheiden ſich von denen, welche man erhält, wenn die ventriculi Morgagni, die oberen Stimmbänder und der Kehldeckel noch vorhanden ſind, nur durch ihre geringere Stärke, indem dieſe Theile, wenn ſie vorhanden ſind, ſtark mitſchwingen und reſoniren; die ventriculi Morgagni haben offenbar nur den Zweck, die Stimmbänder von außen frei zu machen.

Bei gleicher Spannung der Stimmbänder hat die größere oder geringere Enge der Stimmritze keinen weſentlichen Einfluß auf die Höhe des Tons, nur ſpricht bei weiter Stimmritze der Ton ſchwerer an und iſt weniger klangvoll.

Im Leben geſchieht die Spannung der Stimmbänder hauptſächlich dadurch, daß die musculi crico-thyreoidei den Schildknorpel gegen den Ringknorpel herabziehen, was an unſerm Präparate dadurch nachgeahmt werden kann, daß man in dem Schildknorpel mittelſt eines Hakens eine Schnur *x* befeſtigt und dieſe mit Gewichten belaſtet. Indem Müller dieſe Gewichte von ½ bis 37 Loth vermehrte, konnte er alle Töne zwiſchen *ais* und $\overline{\overline{dis}}$, alſo ungefähr 2½ Octaven, hervorbringen.

Wenn auch der Faden *x* nicht durch Gewichte belaſtet iſt, ſo ſind doch die Stimmbänder noch nicht völlig abgeſpannt; um eine ſtärkere Abſpannung und noch tiefere Töne zu erhalten, bringt man eine Schnur *y*, Fig. 418, an, welche über eine Rolle gehend mit Gewichten belaſtet wird, um

dadurch den Schildknorpel gegen die cartilagines arytenoideae zu ziehen, wodurch die Wirkung des musculus thyreo-arytenoideus nachgeahmt wird. Bei einem ſolchen Verſuche erhielt Müller durch ein Gewicht von $^3/_{10}$ Loth den Ton $\overline{dis}$, durch Vermehrung des Gewichts bis zu 3,8 Loth konnte der Ton bis H vertieft werden; durch eine ſolche Abſpannung der Stimmbänder kann man alſo die tiefſten Baßtöne der Bruſtſtimme hervorbringen.

Werden die Stimmbänder durch Gewichte geſpannt, welche in der Richtung ihrer Länge wirken, ſo vermehrt ſich die Schwingungszahl bei größerer Spannung nicht proportional der Quadratwurzel der Spannung, ſondern in einem geringern Verhältniß. Auch die vom Kehlkopfe iſolirten Stimmbänder zeigen, wenn ſie mit Hülfe eines durch ein Röhrchen hervorgebrachten Luftſtromes zum Tönen gebracht werden, ein ähnliches Verhalten.

Daß die Stimmbänder bei den Bruſttönen ſchlaf, bei den Falſettönen geſpannt ſind, iſt von Biscovius zuerſt entdeckt worden; indeſſen läßt ſich bei einem gewiſſen Grade der Abſpannung bei verſchiedenem Anſpruche ſowohl ein Bruſtton als ein Falſetton hervorbringen. Bei den Falſettönen ſchwingt aber nicht, wie bei den Flageolettönen der Saiten, ein aliquoter Theil der Länge der Stimmbänder; der weſentliche Unterſchied beider Regiſter beſteht darin, daß bei den Falſettönen bloß die feinen Ränder der Stimmbänder, bei den Bruſttönen die ganzen Stimmbänder lebhaft und mit großen Excurſionen ſchwingen. Die Thatſache iſt zuerſt von Lehfeldt beobachtet worden. Der Falſetton erfolgt leichter bei ganz ſchwachem Blaſen.

Bei großer Abſpannung ſind die Stimmbänder nicht allein ganz ungeſpannt, ſondern im Zuſtande der Ruhe auch runzelig und faltig; ſie erhalten erſt durch das Blaſen die zum Schwingen nöthige Tenſion.

Bei gleicher Spannung der Stimmbänder läßt ſich durch ſtärkeres Blaſen der Ton oft bis zu einer Quinte und mehr in die Höhe treiben.

Die Länge der Luftröhre und ihre membranöſe Beſchaffenheit, Mund- und Naſenhöhle, der Kehldeckel u. ſ. w. ſcheinen nach Müller's Verſuchen nur einen Einfluß auf den Klang durch Reſonanz, nicht aber auf die Höhe und Tiefe der Töne zu haben.

154 **Stimmorgan der Thiere.** Bei den Säugethieren ſind die Stimmorgane im Weſentlichen ebenſo conſtruirt wie beim Menſchen; auch bei ihnen wird der Ton durch die unteren Stimmbänder erzeugt, ja bei den Wiederkäuern fehlen die ventriculi Morgagni und die oberen Stimmbänder ſogar ganz. Bei den Affen ſind die reſonirenden Theile des Stimmorgans ſehr eigenthümlich; ſo findet ſich z. B. beim Orang-Utang, dem Mandrill und dem Pavian ein häutiger Sack unter dem Zungenbeine

Am größten iſt dieſer reſonirende Apparat bei den Heulaffen der neuen Welt.

Die Stimme der Amphibien entſteht wie bei den Säugethieren im Kehlkopfe; ſowohl die Fröſche, als auch die Krokodile haben Stimmbänder. Beim männlichen Froſche treten beim Tongeben zugleich häutige Säcke am Halſe nach außen, welche zur Verſtärkung des Tones dienen. Bei den Fröſchen fehlt die Luftröhre, die Bronchien gehen ſogleich aus dem Kehlkopfe hervor.

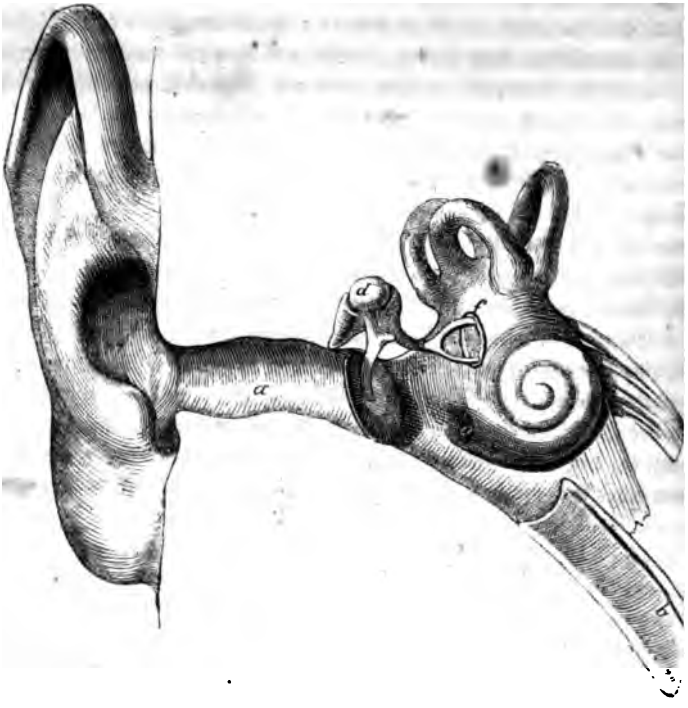
Bei den Vögeln befindet ſich das Stimmorgan nicht am oberen, ſondern am unteren Ende der Luftröhre, nämlich da, wo ſie ſich in die Bronchien theilt; Cuvier zeigte, daß eine Amſel, eine Elſter, eine Ente nach Durchſchneidung der Luftröhre noch zu ſchreien vermögen. Die anatomiſche Unterſuchung beſtätigt dies Reſultat, denn man findet am oberen Ende der Luftröhre nur eine Verengerung, eine Spalte, welche keineswegs zur Erzeugung von Tönen geeignet iſt, während man am unteren Ende einen wunderbar eingerichteten, zur Hervorbringung einer großen Reihe hoher und tiefer Töne geeigneten Apparat findet; doch iſt es nicht möglich, davon eine Idee zu geben, ohne zu ſehr in anatomiſche Details einzugehen. Was die Theorie der Vogelſtimme betrifft, ſo herrſcht darüber noch eine große Ungewißheit, wenigſtens iſt es noch nicht bewieſen, daß das Stimmorgan der Vögel auch als eine Zungenpfeife zu betrachten ſey.

Das Gehörorgan beſteht aus drei Haupttheilen, dem äußeren Ohre, 155
welches durch die Ohrmuſchel und den Gehörgang gebildet wird, der Trommelhöhle, welche von dem Gehörgange durch das Trommelfell getrennt iſt, und dem Labyrinthe. Das Labyrinth beſteht aus knöchernen Höhlungen, welche mit einer Flüſſigkeit angefüllt ſind, in welcher ſich der Gehörnerv verbreitet; um auf dieſen Nerven wirken zu können, müſſen die Schallvibrationen der ganz von Knochen umgebenen Flüſſigkeit im Labyrinthe mitgetheilt werden; dies geſchieht durch zwei Oeffnungen des Labyrinthes, welche in die Trommelhöhle führen; ſie heißen das ovale und das runde Fenſter; das runde Fenſter iſt mit einem zarten Häutchen überſpannt, in das ovale Fenſter iſt durch einen häutigen Saum ein Knöchelchen eingeſetzt, welches Steigbügel genannt und von welchem ſogleich näher die Rede ſeyn wird.

Die Fig. 419 a. f. S. ſtellt das Labyrinth in ſtark vergrößertem Maßſtabe zum Theil geöffnet dar. Es beſteht aus drei Haupttheilen, der Schnecke, dem Vorhof und den halbkreisförmigen Kanälen. Der akuſtiſche Nerv verbreitet ſich theils in den Vorhof, wo er ſich auf die Ampullen, Röhren, welche in den halbkreisförmigen Kanälen liegen und mit einer beſondern Flüſſigkeit gefüllt ſind, anſetzt, größtentheils aber ſich in ganz feinen Verzweigungen in der Schnecke verbreitet. Die ein-

Fig 419.

Fig. 420.



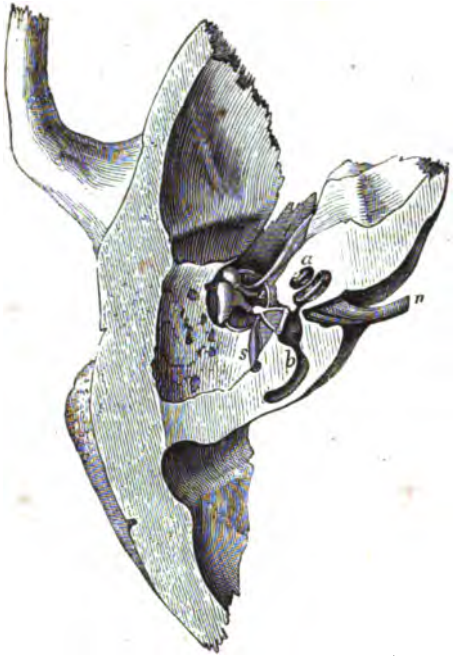
zelnen Windungen der Schnecke sind nämlich durch eine diesen Windungen parallele feine knöcherne Scheidewand in zwei Theile getheilt. Diese Scheidewand ist sehr porös und zellig, und in diese Zellen verbreiten sich die letzten Verzweigungen der akustischen Nerven, wie dies in unserer Figur an dem aufgebrochenen Theile der Schnecke zu sehen ist.

Zu dem Labyrinthe werden nun die Schallschwingungen durch die in der Trommelhöhle befindlichen kleinen Knöchelchen fortgeleitet; diese Knöchelchen sind der Hammer, welcher mit seinem Griffe an der inneren Seite des Trommelfells angewachsen ist; an den Hammer setzt sich der Ambos an, und mit diesem hängt durch das linsenförmige Knöchelchen des Sylvius der Steigbügel zusammen, dessen Tritt gerade das ovale Fenster verschließt. Aus der Uebersichtsfigur, Fig. 420, in welcher der Deutlichkeit wegen die inneren Theile unverhältnißmäßig groß gezeichnet sind, ist ungefähr die gegenseitige Lage aller dieser Theile zu ersehen. *a* ist der Gehörgang, welcher die Schallwellen von der Ohrmuschel zum Trommelfelle führt. Das Trommelfell trennt die Trommelhöhle von dem Gehörgange. Durch die Eustachische Röhre *b* steht die Trommelhöhle mit der Mundhöhle in Verbindung, so daß die Luft in der Trommelhöhle stets mit der äußeren sich ins Gleichgewicht stellen kann. *d* ist der Hammer, welcher einerseits an das Trommelfell angewachsen, mit seinem andern Ende aber an den Ambos *e* angesetzt ist. *f* ist der Steigbügel, welcher, wie man sieht, das ovale Fenster verschließt. *o* ist das runde Fenster; *n* ist der akustische Nerv, welcher sich im Labyrinthe verbreitet.

Die einzelnen Theile des Gehörorgans sind nicht so freiliegend, wie es aus Fig. 420 etwa scheinen möchte; hier ist die knöcherne Hülle, welche Alles einschließt, der Deutlichkeit wegen ganz weggelassen. Der Gehörgang selbst geht durch den Knochen des Schlafbeins hindurch, die Trommelhöhle ist ringsum von Knochenwänden umgeben, und das Labyrinth ist ebenfalls so vollständig in einen Knochen, welcher seiner Härte wegen den Namen des Felsenbeins trägt, eingewachsen, daß man es nur mit Mühe bloßlegen kann. Um eine richtige Vorstellung davon zu geben, wie die einzelnen Theile des Gehörgangs in die Knochen-

maſſe eingewachſen ſind, iſt in Fig. 421 ein wirklich anatomiſcher Durchſchnitt deſſelben in natürlicher Größe dargeſtellt. *a* iſt der Durchſchnitt der Schnecke, *b* einer der halbzirkelförmigen Kanäle, *n* der Nerv, *t* das Trommelfell; auch der Hammer, Ambos und der Steigbügel ſind in der Fig. 421 deutlich zu erkennen.

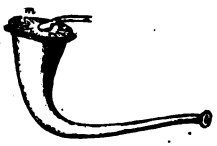
Fig. 421.



Die Ohrmuſchel dient dazu, die Schallwellen aufzunehmen und durch den Gehörgang zum Trommelfelle hinzuleiten; dadurch nun wird das Trommelfell in Vibrationen verſetzt, die durch die Gehörknöchelchen und durch die Luft in der Trommelhöhle zum Labyrinthe geleitet werden. Durch den Muskel *t* kann das Trommelfell mehr oder weniger geſpannt und nach innen gezogen, durch den Muskel *s* kann der Steigbügel bewegt, dadurch aber auch natürlich die Intenſität der Mittheilung des Schalls modificirt werden.

Den Einfluß, welchen die größere oder geringere Spannung des Trommelfells auf das Gehör hat, kann man durch ein Hörrohr, Fig. 422, nachweiſen, welches mit einem Membrane überſpannt iſt; man braucht ihre Spannung nur zu vermehren oder zu vermindern, um auch die Lebhaftigkeit der Empfindung zu ſteigern oder zu ſchwächen.

Fig. 422.



Das Weſentlichſte am Gehörorgane iſt der Gehörnerv; daher kann das Trommelfell verletzt und die Reihe der Gehörknöchelchen unterbrochen ſeyn, ohne daß deshalb das Gehör ganz aufhört; ja bei manchen Thieren, wie bei den Krebſen, beſteht das Gehörorgan nur aus einem mit Flüſſigkeit gefüllten Bläschen, auf welchem ſich der Hörnerv ausbreitet.

den Fiſchen fehlt die Schnecke; die nackten Amphibien haben nur
mlich nur das ovale Fenſter, welches durch den Steigbügel ver-
wird.

nich man über das Weſen des Gehörorgans im Ganzen ſich ziem-
henſchaft geben kann, ſo iſt man doch über die Funktionen der
e Theile noch nicht ganz im Reinen.

Fünfter Abschnitt.

Von dem Lichte.

Allgemeine Bemerkungen über die Fortpflanzung des Lichts.

156 Die allergewöhnlichsten Wahrnehmungen lehren uns, daß ein leuchtender Punkt sein Licht nach allen Seiten hin aussendet; eine brennende Kerze z. B. würde von allen Punkten einer Kugeloberfläche aus sichtbar seyn, in deren Mittelpunkt sie sich befindet; ebenso verhält es sich mit einem phosphorescirenden Körper, einem elektrischen Funken u. s. w. Was sich im Kleinen bei unseren gewöhnlichen Erfahrungen zeigt, findet auch in der ungeheuren Ausdehnung der Himmelsräume Statt. Die Sonne verbreitet ihren Glanz nach allen Richtungen des Raumes; ihr Licht trifft gleichzeitig die Erde, die übrigen Planeten, die Cometen und alle Körper des Firmamentes, welche Stelle sie auch auf der unendlichen Himmelskugel einnehmen mögen.

Alle leuchtenden Körper bestehen wesentlich aus wägbarer Materie; der leere Raum kann wohl das Licht fortpflanzen, aber nicht erzeugen. Alle leuchtenden Körper nun lassen sich in immer kleinere und kleinere Theilchen zerlegen, und die letzten noch physikalisch wahrnehmbaren Theilchen heißen leuchtende Punkte. So wie also jeder Körper eine Vereinigung von Molekülen oder Atomen ist, so ist ein leuchtender Körper eine Vereinigung leuchtender Punkte.

157 Alle Körper, welche nicht selbst leuchtend sind, theilt man in undurchsichtige Körper, wie Holz, Steine und Metalle; durchsichtige, wie Luft, Wasser und Glas, und durchscheinende, wie dünnes Papier und mattgeschliffenes Glas.

Die undurchsichtigen Körper lassen das Licht nicht durch ihre Masse hindurchdringen; die Undurchsichtigkeit hängt aber immer von der Dicke der Körper ab, denn alle Körper, wenn man sie nur dünn genug machen kann, lassen immer etwas Licht durch. Z. B. durch ein dünnes Goldblättchen, welches auf eine Glasplatte aufgeklebt ist, nimmt man ein bläulich grünes

Licht wahr, wenn man nach einer Kerzenflamme oder dem Himmel sieht.

Durchsichtige Körper gestatten dem Lichte den Durchgang, und durch sie kann man deutlich die Gestalt der Gegenstände erkennen. Die Gase, die Flüssigkeiten, die meisten krystallisirten Körper scheinen vollkommen durchsichtig zu seyn, wenn man sie in kleinen Massen hat, denn sie erscheinen in diesem Falle ganz ungefärbt und lassen nicht allein die Form der Körper, sondern auch ihre Farben deutlich wahrnehmen; die durchsichtigsten Körper jedoch erscheinen gefärbt, wenn sie eine hinlängliche Dicke haben, ein Beweis, daß sie einen Theil des Lichts absorbiren. Ein Tropfen Wasser z. B. erscheint vollkommen farblos, während das Wasser in Masse eine entschieden grüne Farbe hat.

Die durchscheinenden Körper lassen allerdings einiges Licht durch, ohne daß man aber durch sie die Gestalt oder die Farbe der Gegenstände zu erkennen im Stande ist.

Geschwindigkeit des Lichts. Vergeblich hatte die florentinische Aka- 158
demie durch Versuche auf der Erde die Geschwindigkeit des Lichts zu ermitteln versucht, bis Olaf Römer, ein Däne, so glücklich war, durch seine fleißigen Beobachtungen der Jupiterstrabanten, die er in den Jahren 1675 und 1676 mit Cassini dem Aelteren auf der Sternwarte zu Paris anstellte, dieselbe zu bestimmen.

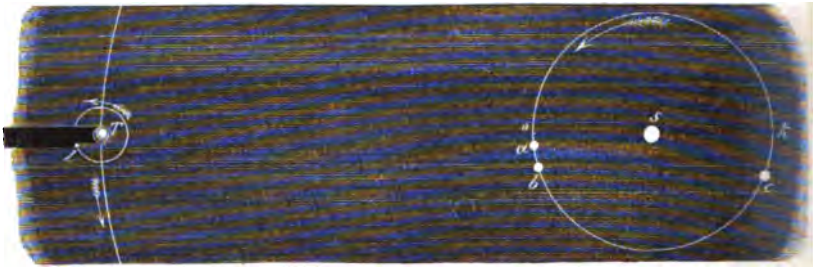
Der Jupiter wird bekanntlich von 4 Monden umkreis't, deren Bahnen sehr nahe in eine und dieselbe Ebene, und zwar fast in die Ebene der Erdbahn, fallen, die Bahnen dieser Trabanten erscheinen uns deshalb zur Linie verkürzt, und so sehen wir sie immer in einer geraden Linie aufgestellt, deren Richtung durch den Mittelpunkt des Jupiters geht. Fig. 423 stellt ungefähr den Anblick dar, den uns der Jupiter mit seinen Trabanten schon durch mittelmäßige Fernröhre bietet. Natürlich ändern diese Monde beständig ihre Stellung gegen den Jupiter; bald sieht man auf jeder Seite desselben zwei, bald einen auf der einen Seite und drei auf der andern, manchmal sieht man einen Trabanten gar nicht, wenn er sich nämlich gerade vor oder hinter dem Jupiter befindet. Verfolgt man die Bewegungen eines und desselben Trabanten, so sieht man, wie derselbe sich bald von Westen nach Osten, bald von Osten nach Westen in der erwähnten Linie fortbewegt. Während er die der Erde abgewandte Hälfte seiner Bahn durchläuft, also sich hinter dem Jupiter her bewegt, sehen wir ihn von Westen nach Osten gehen, er tritt also auf der Weststeite in den Jupitersschatten ein und auf der Ostseite aus. So lange der Trabant die uns zugewendete Hälfte seiner Bahn durchläuft, während er also vor dem Jupiter hergeht, sehen wir ihn von Osten nach Westen fort-

Fig. 423.

ſchreiten. Weil nun der Jupiter bei weitem größer iſt als unſere Erde, weil alſo ſein Schattenkegel einen ungleich bedeutenderen Durchmeſſer hat als der Erdſchatten, ſo kommt es, daß die Trabanten bei jedem Umlaufe vollſtändig verfinſtert werden, nur der äußerſte Trabant geht manchmal neben dem Schatten vorbei.

In Fig. 424 ſtelle S die Sonne, der um S gezogene Kreis die Erdbahn und T den Jupiter mit der Bahn eines ſeiner Trabanten dar. Während

Fig. 424.



die Erde die Hälfte ihrer Bahn, alſo den Weg von o bis k, durchläuft, vollendet der Jupiter nur etwa $1/24$ ſeiner Bahn; der einfacheren Betrachtung wegen wollen wir jetzt von dieſer Bewegung des Jupiters ganz abſtrahiren und annehmen, er ſtünde ganz ſtill. Während ſich die Erde von o bis k bewegt, alſo während der Zeit von der Oppoſition des Jupiters bis zur Conjunction können wir von der Erde aus ſehen, wie die Trabanten auf der Oſtſeite des Schattens aus demſelben austreten; von der Zeit der Conjunction aber bis zur nächſten Oppoſition können wir nun die Eintritte des Trabanten in den Jupitersſchatten beobachten; während dieſer Zeit ſehen wir den Trabanten weſtlich vom Jupiter verſchwinden. Geſetzt nun, man habe kurz nach der Oppoſition zwei auf einander folgende Austritte eines und deſſelben Trabanten beobachtet, ſo iſt die zwiſchen den beiden Momenten verfloſſene Zeit die Umlaufszeit des Trabanten. Während dieſer Zeit aber hat ſich die Erde von a nach b, alſo nicht von dem Jupiter ab, ſondern in einer ſolchen Richtung bewegt, daß ihre Entfernung von dieſem Planeten faſt unverändert geblieben iſt. Für den Trabanten, welcher dem Jupiter am nächſten iſt, ergiebt ſich aus ſolchen Beobachtungen eine Umlaufszeit von 42 Stunden, 28 Minuten, 35 Sekunden. Wenn man alſo in a in einem beſtimmten Moment einen Austritt beobachtet hat, ſo kann man berechnen, daß der 100ſte Austritt etwa genau nach 100mal 42 Stunden, 28′, 35″ ſtattfinden müßte. Während dieſer Zeit aber hat ſich die Erde bis c bewegt, und wenn man

nun den Austritt beobachten will, so findet man, daß der Austritt *später*, und zwar ungefähr um 15 Minuten später, stattfindet. Die Zeit nun, welche zwischen dem berechneten Moment und dem Zeitpunkte vergeht, in welchem der Austritt wirklich beobachtet wird, ist die Zeit, welche das Licht nöthig hat, um die Entfernung zu durchlaufen, um welche die Erde jetzt, da sie in *c* sich befindet, weiter von dem Jupiter absteht, als da sie noch in *a* war.

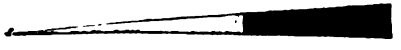
Man findet nun die Geschwindigkeit des Lichts, wenn man die leicht zu bestimmende Differenz der Entfernungen durch beobachtete Verspätung dividirt. Man findet auf diese Weise, daß das Licht in einer Sekunde ungefähr einen Weg von 42000 Meilen zurücklegt, und daß es, um von der Sonne zur Erde zu gelangen, 8′ 13″ bedarf.

Von der Conjunction bis zur nächsten Opposition nähert sich die Erde dem Jupiter wieder; wenn man nun kurz nach der Conjunction einen Eintritt beobachtet, so wird man, von da an gerechnet, den 100sten Eintritt nicht nach 100mal 42 St., 28′, 35″, sondern schon *früher* beobachten.

Wir kennen die Entfernung der Erde von den Fixsternen nicht, so viel ist aber gewiß, daß der nächste von ihnen wenigstens 200000mal so weit entfernt ist als die Sonne, das Licht braucht also, um von diesem auf die Erde zu gelangen, wenigstens 200000mal 8′ 13″ oder 3 Jahre und 45 Tage. Ohne Zweifel giebt es Sterne, die so weit von uns entfernt sind, daß Jahrhunderte vergehen, bis ihr Licht auf der Erde ankommt. Alle Sterne der unendlichen Himmelsräume könnten also plötzlich vernichtet werden, und wir würden auf der Erde doch noch Jahre lang den prachtvollen Anblick des gestirnten Himmels haben.

Schatten und Halbschatten. Wenn ein undurchsichtiger Körper nur 159
von einem einzigen leuchtenden Punkte aus erleuchtet wird, so ist der Schatten leicht zu bestimmen. Die Gesammtheit aller Linien, welche, von dem leuchtenden Punkte ausgehend, den dunkeln Körper berühren, bildet eine conische

Fig. 425.



Oberfläche, und derjenige Theil derselben, welcher jenseits des dunkeln Körpers liegt, bildet die Gränze des Schattens.

Wenn der leuchtende Körper eine namhafte Ausdehnung hat, so ist außer dem *Schatten* auch noch der *Halbschatten* zu unterscheiden. Der Schatten, der in diesem Falle auch der *Kernschatten* genannt wird, ist der Raum, welcher gar kein Licht empfängt, der *Halbschatten* hingegen ist die Gesammtheit aller der Orte, welche von einigen Punkten des leuchtenden Körpers Licht empfangen, von anderen aber nicht. Es sey z. B. *A*,

Fig. 426, eine große leuchtende Kugel, *B* eine kleinere undurchſichtige. Wie

Fig. 426.

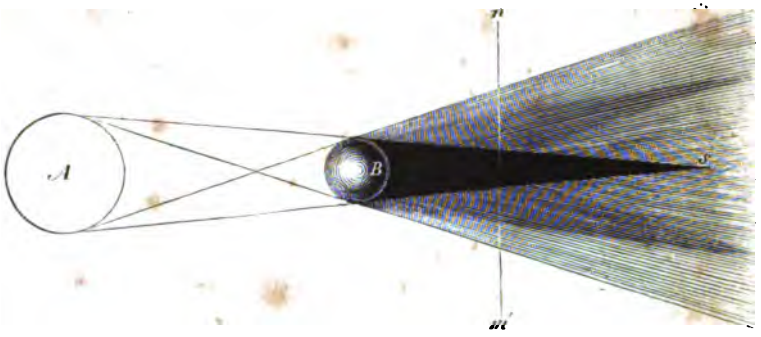
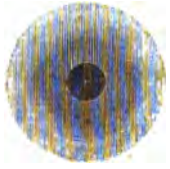


Fig. 427.



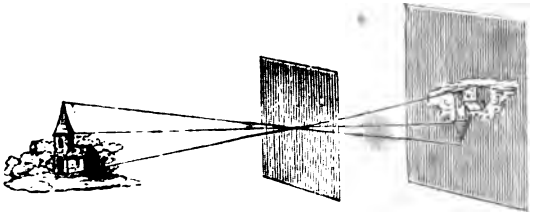
weit ſich der Kernſchatten, wie weit ſich der Halbſchatten erſtreckt, iſt aus der Figur deutlich zu erſehen. Durch einen Schirm in *mn* aufgefangen, würde der Schatten das Anſehen Fig. 427 haben. Der Durchmeſſer des Kernſchattens nimmt mit der Entfernung vom leuchtenden Körper ab, der Durchmeſſer des Halbſchattens aber nimmt zu. Ganz nahe beim ſchattengebenden Körper iſt deshalb der Kernſchatten nur von einem ſchmalen Halbſchatten umgeben; nahe hinter dem Körper, welcher den Schatten wirft, iſt er deshalb ziemlich ſcharf begränzt; in größerer Entfernung iſt die Breite des Halbſchattens bedeutender, der Uebergang vom Kernſchatten zum vollen Lichte deshalb allmäliger, der Schatten erſcheint nicht mehr ſcharf, ſondern verwaſchen. Jenſeits des Punktes *s* hört der Kernſchatten ganz auf, und der an Breite immer zunehmende Halbſchatten wird deshalb auch immer unbeſtimmter und ſchwächer.

Auf dieſe Weiſe erklärt ſich, daß der Schatten eines dem Sonnenlichte ausgeſetzten Körpers, dicht hinter demſelben aufgefangen, ſcharf begränzt, in größerer Entfernung hingegen ganz unbeſtimmt iſt. So kann man z. B. nicht mehr mit Beſtimmtheit den Punkt angeben, wo der Schatten der Spitze eines Thurmes auf dem Boden aufhört. Ein Haar, welches im Sonnenlichte dicht über ein Blatt Papier gehalten wird, wirft einen ſcharfen Schatten, hält man es aber nur zwei Zoll hoch über dem Papier, ſo iſt wohl kaum noch ein Schatten wahrzunehmen.

Wenn man das von einem leuchtenden Punkte ausgehende Licht durch einen Schirm auffängt, in welchem eine ganz kleine Oeffnung gemacht iſt, ſo wird das durch die Oeffnung durchgehende Licht einen ſcharf be-

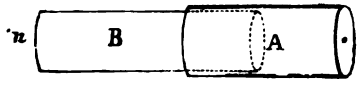
gränzten Lichtſtrahl bilden; läßt man dieſen Strahl auf einen zweiten Schirm fallen, ſo erhält man einen hellen Fleck auf dunklem Grunde. Auf dieſe Weiſe erhält man in einem ganz dunklen Zimmer auf einer Wand, welche der feinen Oeffnung im Laden gegenüberſteht, ein Bild von jedem ſich außerhalb befindlichen leuchtenden Punkte, welcher Lichtſtrahlen durch dieſe Oeffnung ins Zimmer ſendet, und ſo entſtehen auf der Wand verkehrte Bilder aller außerhalb befindlichen Gegenſtände, Fig. 428.

Fig. 428.



Dieſe Erſcheinung auf die eben erwähnte Art zu beobachten hat man nicht immer die paſſenden Localitäten, mit einem ſehr einfachen Apparat läßt ſie ſich aber überall zeigen. In einer Röhre *A* läßt ſich eine zweite, *B*, aus- und einſchieben, wie ſich eine Fernrohrröhre in die andere ſchieben läßt. Die Röhre *A* iſt auf der einen (in unſerer Figur der rechten) Seite durch einen dünnen Deckel verſchloſſen, in welchem ſich in der Mitte ein kleines, ungefähr ¼ Linie weites Loch befindet. Die andere Röhre, *B*, iſt an dem der kleinen Oeffnung zugekehrten Ende mit einem mattgeſchliffenen Glaſe oder auch mit einem halbdurchſichtigen Papiere (Durchzeichenpapier) verſchloſſen. Sieht man nun von *n* aus in die Röhre *B*, ſo erblickt man auf den durchſcheinenden Schirm die verkehrten Bilder der Gegenſtände, gegen welche der Apparat gerichtet iſt.

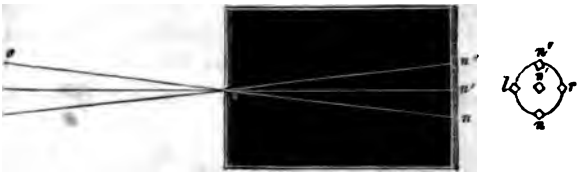
Fig. 429.



Wenn man das Licht der Sonne durch eine kleine Oeffnung fallen läßt, ſo erhält man jederzeit ein rundes Sonnenbild, welches auch die Geſtalt der Oeffnung ſelbſt ſeyn mag. Dieſe anfangs auffallend erſcheinende Thatſache erklärt ſich ganz einfach. Wenn die Sonne ein einziger leuchtender Punkt wäre, ſo würde auf der Wand, welche der Oeffnung gegenüberliegt, ein heller Fleck ſich bilden, welcher genau die Geſtalt der Oeffnung hat. Nehmen wir an, die Oeffnung *o*, Fig. 430 (a. f. S.), ſey viereckig, ſo wird das vom höchſten Punkte der Sonnenſcheibe ausgehende Licht in der Richtung *s o n* auf den Schirm fallen, und bei *n* wird ein kleiner viereckiger heller Fleck entſtehen.

Der tiefſte Punkt der Sonne veranlaßt ein viereckiges Bild bei n''; mittlere Punkt der Sonnenſcheibe aber den eckigen Flecken n'. Das l

Fig. 430.



chen *l* rührt von dem äußerſten Punkte am rechten, *r* aber von dem l ſten Punkte am linken Sonnenrande her. Alle übrigen Punkte des nenrandes geben viereckige Bilder, die auf den Umfang des Kreiſes l fallen, während die übrigen Punkte der Sonne das Innere dieſes K erleuchten; die Geſammtheit aller der einzelnen viereckigen hellen Bi zuſammen genommen bildet mithin einen kreisförmigen hellen Fleck.

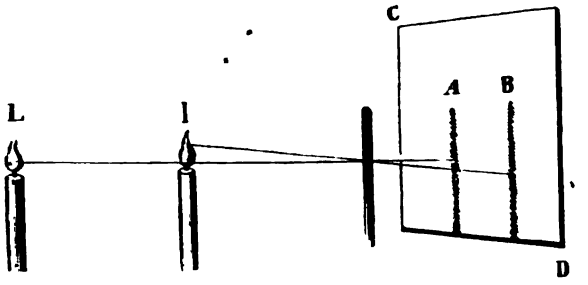
160 **Die Intenſität des Lichts nimmt im umgekehrten Verhä des Quadrats der Entfernung ab.** Denken wir uns einen le den Punkt in der Mitte einer Hohlkugel, ſo wird die Oberfläche de alles von dem Punkte ausgehende Licht auffangen. Befände ſich l leuchtende Punkt in der Mitte einer Hohlkugel von einem 2mal, 4 großen Halbmeſſer, ſo würden auch die Oberflächen dieſer größeren K alles von dem leuchtenden Punkte ausgehende Licht auffangen. Nu lehrt uns die Geometrie, daß die Oberflächen der Kugeln ſich ve wie die Quadrate ihrer Halbmeſſer; wenn ſich alſo die Halbmeſ Kugeln verhalten wie 1 : 2 : 3, ſo verhalten ſich ihre Oberflächen wie 1 Wenn ſich alſo derſelbe leuchtende Punkt in der Mitte einer Kug 2mal, 3mal ſo großem Halbmeſſer befindet, ſo muß ſich dieſelbe menge über eine 4mal, 9mal ſo große Oberfläche verbreiten, die In der Erleuchtung muß alſo 4mal, 9mal ſchwächer ſeyn, wenn ſich leuchteten Flächen in einer 2mal, 3mal ſo großen Entfernung vom tenden Punkte befinden, oder allgemein: die Intenſität de leuchtung nimmt in dem Verhältniſſe ab, in welche Quadrat der Entfernung wächſt.

Dieſer Satz läßt ſich nicht mehr mit aller Strenge auf einen le den Körper von bedeutender Oberfläche anwenden, deſſen Licht n geringen Entfernungen auffängt.

Auf dieſen Satz gründet ſich die Vergleichung der Lichtſtärke ver ner Lichtquellen. In Fig. 431 ſtelle *CD* eine weiße Wand dar. vor demſelben iſt ein undurchſichtiges Stäbchen, etwas dicker als ein ſtift, aufgeſtellt; wenn ſich nun ein Licht in *l*, ein anderes in *L* b

ſo werden auf der Wand zwei Schatten des Stäbchens entſtehen, der eine in *A*, der andere in *B*. Derjenige Theil der Wand, auf welchem ſich kein

Fig. 431.



Schatten befindet, iſt von beiden Lichtern beſchienen, der Schatten *A* iſt nur durch das Licht *l*, *B* nur durch *L* beleuchtet. Wenn nun beide Lichtquellen vollkommen gleich ſind, ſo werden die beiden Schatten gleich dunkel erſcheinen, wenn ſich die beiden Lichter in gleicher Entfernung befinden. Wenn aber bei gleicher Entfernung die Lichtquelle *L* ſtärker leuchtet, ſo wird der Schatten *B* heller erſcheinen als *A*, und um die beiden Schatten wieder gleich zu machen, müßte man *L* weiter vom Schirme entfernen. Nehmen wir an, man hätte *L* wirklich ſo weit zurückgerückt, daß beide Schatten wieder gleich ſind, ſo verhält ſich die Lichtſtärke der beiden Flammen wie das Quadrat ihrer Entfernung vom Schirme; wäre alſo *L* 2mal, 3mal ſo weit vom Schirme entfernt als *l*, ſo wäre die Intenſität der Lichtquelle *L* 4mal, 9mal ſo groß als die von *l*.

Erſtes Kapitel.

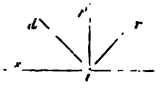
Von der Katoptrik oder der Reflexion des Lichts.

161 **Von der Reflexion des Lichts auf ebenen Flächen.** Wenn man in ein dunkles Zimmer einen Sonnenſtrahl eintreten und auf eine polirte Metallfläche fallen läßt, ſo beobachtet man im Allgemeinen folgende zwei Erſcheinungen: 1) man beobachtet in einer beſtimmten Richtung einen Strahl, welcher von dem Spiegel herzukommen ſcheint und auf den Gegenſtänden, die er trifft, gerade ſo ein kleines Sonnenbildchen erzeugt, wie wenn der direct einfallende Sonnenſtrahl dieſe Stelle getroffen hätte; ſolche Strahlen ſind regelmäßig reflectirt, ihre Lichtſtärke iſt um ſo bedeutender, je beſſer der Spiegel polirt iſt; 2) von den verſchiedenen Orten des dunkeln Zimmers aus kann man denjenigen Theil des Spiegels unterſcheiden, welcher von dem einfallenden Sonnenſtrahl getroffen worden iſt; es rührt dies daher, daß von der getroffenen Stelle des Spiegels ein Theil des einfallenden Lichtes unregelmäßig reflectirt, d. h. nach allen Seiten hin zerſtreut wird. Die Intenſität des zerſtreuten Lichtes iſt um ſo größer, je unvollkommner der Spiegel polirt iſt.

Wenn es abſolut glatte ſpiegelnde Oberflächen gäbe, ſo würden wir ſie durch unſere Augen gar nicht wahrnehmen können, denn die Körper ſind in der Ferne nur durch die an ihrer Oberfläche zerſtreuten Strahlen wahrnehmbar. Die regelmäßig reflectirten Strahlen zeigen uns das Bild des leuchtenden Punktes, von dem ſie ausgingen, keineswegs aber den reflectirenden Körper. Bei einem ſehr guten Spiegel bemerken wir kaum die ſpiegelnde Ebene, welche ſich zwiſchen uns und den Bildern befindet, die er uns zeigt.

Wir wollen nun die Richtung der regelmäßig reflectirenden Strahlen näher beſtimmen. In Fig. 432 ſey ri die Richtung des einfallenden Strahls und ip ein auf der Ebene des Spiegels errichtetes Perpendikel, das Einfallsloth, ſo wird der Strahl in einer ſolchen Richtung id geſpiegelt, daß der Reflexionswinkel dip dem Einfallswinkel rip gleich iſt, der Strahl macht alſo vor und nach der Spiegelung denſelben Winkel mit dem Einfallslothe; ferner aber liegt der einfallende Strahl, das Einfallsloth, und der reflectirte Strahl in einer und derſelben Ebene.

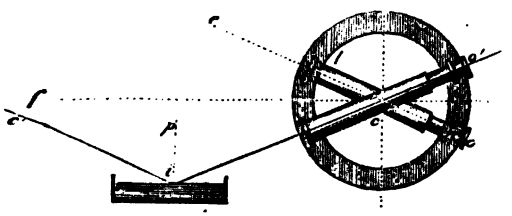
Fig. 432.



Dieſe beiden Sätze werden durch einen einzigen Verſuch bewieſen, welchen die Aſtronomen oft mit der größten Genauigkeit zu wiederholen Gelegenheit haben.

Um die Axe c eines Höhenkreises bewegt sich ein Fernrohr l, mit welchem man die Gestirne beobachtet (man kann jedes Theodolith, welches mit einem Höhenkreise versehen ist, zu diesem Versuch anwenden). Erst visirt man nach irgend einem Stern und dann nach dem Bilde desselben Sterns, welches von einem sogenannten künstlichen Horizont reflectirt wird. Ein künstlicher Horizont besteht aus einem gewöhnlich hölzernen Gefäß, welches Queckſilber enthält, deſſen Oberfläche einen vollkommen horizontalen Spiegel bildet; da aber die Oberfläche des Queckſilbers ſeiner großen Beweglichkeit wegen durch die geringſte Erſchütterung erzittert, ſo iſt es ſchwer, mit einem ſolchen Queckſilberhorizont zu beobachten, wenn man ihn nicht an einem ſehr ruhigen und feſten Orte aufſtellen kann; man bedient ſich deshalb auch oft ſtatt des Queckſilbers einer Miſchung von Leinöl und Kienruß, welche noch flüſſig genug iſt, um leicht eine horizontale Ebene zu bilden, aber doch zu zäh, um durch jede kleine Erſchütterung in Vibrationen verſetzt zu werden. Mißt man nun den Winkel, welchen die nach dem Stern gerichtete Viſirlinie oe mit der horizontalen cf bildet, ſo findet man, daß er dem Winkel gleich iſt, welchen die nach dem Bilde des Sterns gerichtete Viſirlinie $o'i$ mit der horizontalen cf macht; daraus folgt nun zunächſt, daß die Viſirlinien oe und $o'i$ auch mit der Richtung des Bleiloths gleiche Winkel machen. Nun aber iſt der einfallende Strahl $e'i$ mit eo parallel, weil beide von dem unendlich weit entfernten Sterne herkommen, folglich machen der einfallende Strahl $e'i$ und der reflectirte io' gleiche Winkel mit der Vertikalen pi, welche zu gleicher Zeit das Einfallsloth iſt; die Linie $e'i$, io' und pi liegen aber in einer Ebene, nämlich in der Umdrehungsaxe des Fernrohrs.

Fig. 433.



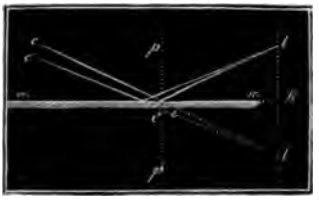
Dieſe Geſetze ſind ganz allgemein und erleiden durchaus keine Ausnahme, ſie gelten ebenſo für das Licht der Geſtirne, wie für das Licht einer Flamme u. ſ. w.

Mit Hülfe dieſer Grundſätze kann man leicht zeigen, daß ein ebener Spiegel von Gegenſtänden, die ſich vor ſeiner Ebene befinden, Bilder zeigen muß, und daß Bild und Gegenſtand in Beziehung auf die ſpiegelnde Ebene ſymmetriſch ſind.

Es ſey $m'm$, Fig. 434 a. f. S., ein ebener Spiegel, l ein leuchtender Punkt vor demſelben, der einen Strahl li auf den Spiegel ſendet. Dieſer

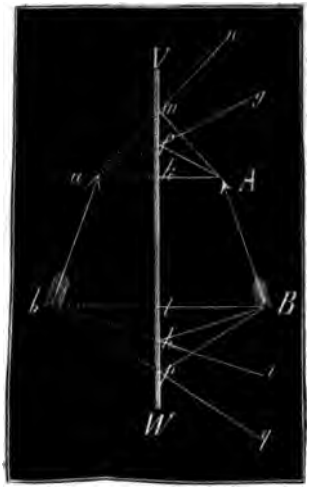
Strahl wird nun nach den bekannten Geſetzen in der Richtung ic reflectirt, und wenn der geſpiegelte Strahl ein Auge trifft, ſo macht er auf daſſelbe denſelben Eindruck, als ob er von einem Punkte hinter dem Spiegel käme, der auf der Verlängerung von ci liegt und deſſen Entfernung vom Auge eben ſo groß iſt als der Weg, den der Strahl wirklich durchlaufen mußte, um von l nach i und von da nach dem Auge zu gelangen; man findet alſo dieſen Punkt l', wenn man auf der Verlängerung von ci die Entfernung il' gleich il macht. Verbindet man l und l' durch eine gerade Linie, ſo kann man leicht beweiſen, daß die Dreiecke lik und $l'ik$ einander gleich ſind, und daraus ergiebt ſich dann ferner, daß ll' rechtwinklig auf mm' ſteht und daß $lk = l'k$. Um alſo das Bild eines leuchtenden Punktes in einem ebenen Spiegel zu finden, hat man nur von dem leuchtenden Punkte ein Perpendikel auf den Spiegel oder ſeine Verlängerung zu fällen und daſſelbe hinter der Spiegelebene um eben ſo viel zu verlängern, als der leuchtende Punkt vor dem Spiegel liegt.

Fig. 434.



Da dies nun für jeden Punkt eines Körpers gilt, welcher Licht ausſendet, mag es nun ſein eigenes oder zerſtreutes Licht ſeyn, ſo kann man auch leicht das Bild eines Gegenſtandes conſtruiren. In Fig. 435 ſey VW ein ebener Spiegel, AB ein Pfeil, welcher ſich vor demſelben befindet. Man findet das Bild der Spitze, wenn man von A ein Perpendikel Ak auf die Spiegelebene fällt und die Verlängerung ak deſſelben gleich Ak macht; alle von A ausgehenden Strahlen ſcheinen nach der Spiegelung zu divergiren, als ob ſie von a kämen, a iſt alſo das Bild von A; ebenſo ergiebt ſich, daß b das Bild von B iſt; der Anblick der Figur zeigt deutlich, daß Bild und Gegenſtand in Beziehung auf die Spiegelebene ſymmetriſch ſind.

Fig. 435.



Die Richtung des reflectirten Lichts läßt ſich alſo mit geometriſcher Genauigkeit beſtimmen, bei der Intenſität der reflectirten Strahlen iſt dies aber nicht

der Fall. Hier mag darüber einstweilen nur Folgendes angeführt werden:

1) Die Intensität des regelmäßig reflectirten Lichts wächst mit dem Einfallswinkel, ohne jedoch bei rechtwinkligem Auffallen Null zu seyn.

2) Sie hängt von dem Mittel ab, in welchem sich das Licht bewegt und auf welches es trifft.

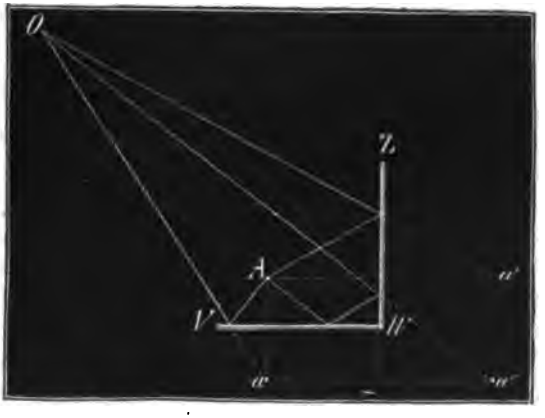
Wir wollen nur einige Beispiele anführen, um dies verständlicher zu machen.

Wenn die von einer Kerzenflamme ausgehenden Strahlen nahe rechtwinklig auf eine mattgeschliffene Glastafel fallen, so kann man kein Bild der Flamme unterscheiden, man sieht es aber recht gut, wenn die Strahlen recht schief auf die Platte auffallen; in diesem Falle kann man das Bild auch auf polirtem Holze, glänzendem farbigen Papier u. s. w. wahrnehmen; es geht daraus hervor, daß die Menge des reflectirten Lichts um so größer ist, je schiefer die Strahlen einfallen.

Wir wollen nun noch einige Apparate und Instrumente betrachten, welche sich auf die Spiegelungsgesetze in ebenen Spiegeln gründen.

Winkelspiegel. Wenn zwei Spiegel in irgend einem Winkel zusam- 162
mengestellt werden, so sieht man von einem zwischen ihnen sich befindenden Gegenstande mehrere Bilder, deren Zahl von der Neigung der Spiegel abhängt. In Fig. 436 seyen VW und ZW zwei unter einem rechten Win-

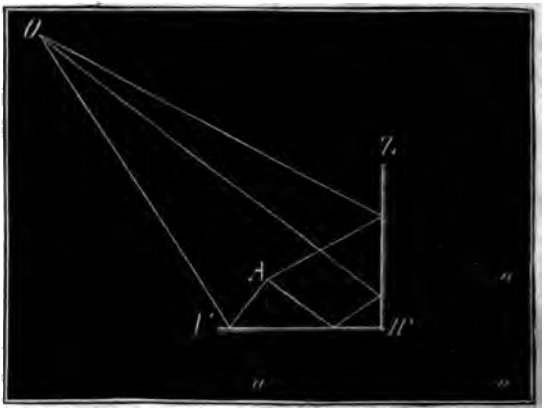
Fig. 436.



kel zusammenstoßende ebene Spiegel, A ein leuchtender Punkt, der sich innerhalb des von ihnen gebildeten Winkels befindet. Zunächst wird man in jedem Spiegel ein Bild von A sehen, und zwar ist das Bild für den einen Spiegel in a, für den andern in a'; ein in O befindliches Auge sieht also

außer dem Gegenſtande A ſelbſt in Folge einer einmaligen Spiegel auch noch die Bilder a und a' deſſelben. Nun aber können ſolche Bi len, die von dem einen Spiegel reflectirt worden ſind, den zweiten tr

Fig. 437.



und an demſelben eine abermalige Reflexion erleiden. Da alle vom e Spiegel reflectirten Strahlen ſo divergiren, als ob ſie von a kämen, f a gewiſſermaßen ſelbſt ein Gegenſtand, welcher Strahlen auf den Sp ZW ſendet, und man kann demnach leicht das Bild des Bildes Spiegel ZW finden; man fälle nur von a ein Perpendikel auf die V längerung von ZW und verlängere es auf die bekannte Weiſe, ſo e man das Bild a'', von welchem alle Strahlen auszugehen ſcheinen, von dem Spiegel VW auf den Spiegel ZW reflectirt werden un dieſem eine abermalige Spiegelung erleiden; und ſo ſieht das Auge i nach zweimaliger Spiegelung noch ein Bild in a''.

Das Bild a' iſt aber auch ein Gegenſtand für den Spiegel VW, wenn man den Ort des Bildes von a' beſtimmt, ſo findet man, da ebenfalls a'' iſt, d. h. alle von ZW auf den Spiegel VW geworf Strahlen divergiren nach der zweiten Spiegelung ſo, als ob ſie von a'' kä

Die zum zweiten Mal reflectirten Strahlen treffen keinen der be Spiegel mehr, oder mit anderen Worten: Von dem Bilde a'' iſt weiteres Bild mehr ſichtbar, außer dem Gegenſtand A ſieht man alſ unſerm Falle noch drei Bilder deſſelben.

Wären die Spiegel unter einem Winkel von 60°, 45°, 36° u. f geneigt geweſen, d. h. betrüge der Winkel, den ſie machen, $1/6$, $1/8$, $1/10$ ganzen Umfangs, ſo hätte man, den Gegenſtand ſelbſt mitgerechnet, 6 10 u. ſ. w. Bilder geſehen.

Auf dieſem Principe beruht die Einrichtung des Kaleidoſkops.

Wie man ſieht, vermehrt ſich die Anzahl der Bilder, wenn der Winkel kleiner wird; ihre Anzahl wird unendlich groß, wenn der Winkel der Spiegel Null iſt, d. h. wenn die Spiegel einander parallel ſind.

Wollaſton's Goniometer. Mit dem Namen Goniometer be- 163
zeichnet man ein Inſtrument, welches dazu dient, den Winkel zu meſſen, den zwei Flächen eines Kryſtalls mit einander machen. Wollaſton hat zu dieſem Zwecke ein Inſtrument angegeben, bei welchem die Spiegelung der Kryſtallflächen in Anwendung kommt und welches eben deshalb auch Reflexionsgoniometer genannt wird; betrachten wir zunächſt das Princip, auf welchem es beruht.

In Fig. 438 ſey $abcd$ der Durchſchnitt eines Kryſtalls, ab und ac die zu Linien verkürzten Flächen, deren Winkel gemeſſen werden ſoll. Nehmen wir an, die in der Figur zum Punkt verkürzte Kante a ſey, wie es in der Regel auch der Fall iſt, horizontal, ſo wird ein in o befindliches Auge in der Fläche ab das Spiegelbild einer entfernten horizontalen Linie, etwa einer Fenſterſproſſe, mit der die Kante a parallel iſt, ebenfalls als eine horizontale Linie ſehen, und dieſes Bild wird an irgend einer Stelle des Zimmerbodens erſcheinen. Man hält nun das Auge ſo, daß das Spiegelbild der Fenſterſproſſe an einer von ſelbſt markirten Stelle des Fußbodens, etwa an der Gränzlinie zweier Dielen, erſcheint. Dreht man nun den Kryſtall um eine Axe, die mit der Kante a parallel iſt, etwa um die Kante ſelbſt, ſo wird man in der Fläche ac das Bild derſelben Fenſterſproſſe an derſelben Stelle des Fußbodens erblicken, wenn die Fläche ac dieſelbe Lage hat, in welcher ſich vorher die Fläche ab befand, wenn man alſo den Kryſtall um den Winkel fac gedreht hat. Wenn nun die Umdrehungsaxe die Axe eines getheilten Höhenkreiſes iſt, deſſen Ebene auf der Ebene des Fenſters rechtwinklig ſteht, ſo kann man auf demſelben die Größe der Drehung ableſen; zieht man den ſo gemeſſenen Winkel fac von 180^0 ab, ſo erhält man den Winkel cab ſelbſt.

Fig. 438.

Man kann jedes mit einem Höhenkreiſe verſehene Theodolith als Reflexionsgoniometer gebrauchen, wenn nur die Axe des Höhenkreiſes ſo weit verlängert iſt, daß man den zu meſſenden Kryſtall mit etwas Klebwachs daran befeſtigen kann. Man hat jedoch auch eigens zu dieſem Zwecke conſtruirte Inſtrumente, und ein ſolches iſt in Fig. 439 dargeſtellt, ſeine Ein-

richtung wird aber erſt aus Fig. 440 recht klar, welche das Inſtrument im Durchſchnitt darſtellt. *a b* iſt der Durchſchnitt des getheilten Kreiſes,

Fig. 439.

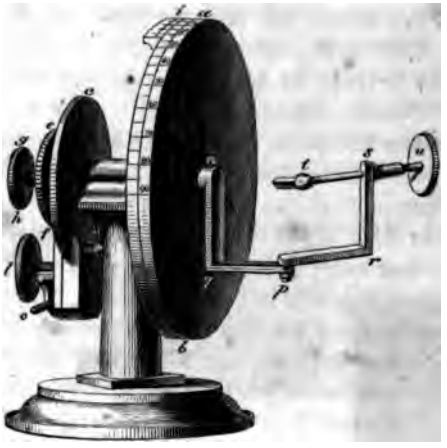
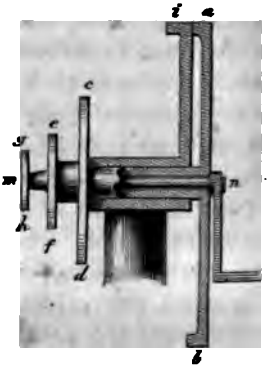


Fig. 440.



i des Stücks, auf welchem ſich der Nonius befindet. Die ganze Scheibe des getheilten Kreiſes dreht ſich nun um eine horizontale Axe, die bis *ef* reicht, und die in unſerer Figur zum Theil ſelbſt im Durchſchnitt gezeichnet iſt. Dieſe Axe wird mit Hülfe der Scheibe *ef* gedreht, deren Rand zu dieſem Zwecke, wie ein Schraubenkopf, etwas gerieft iſt. Die Umdrehungsaxe des getheilten Kreiſes trägt nun auch noch die Scheibe *cd*, welche mittelſt der Preßſchraube *l* feſtgeſtellt werden kann; durch dieſe Preßſchraube kann man alſo auch den getheilten Kreis feſtſtellen. Die Stellſchraube *o* dient zum feineren Einſtellen des Theilkreiſes.

Die Axe des Theilkreiſes ſelbſt iſt nun hohl, und in derſelben dreht ſich eine andere Axe *mn* vermittelſt des Kopfes *gh*. Durch die Drehung der Axe *mn* wird auch der rechtwinklige Arm *nqp* gedreht, an welchem ein ähnlicher *prs* ſo befeſtigt iſt, daß er ſich um *p* drehen läßt. Wenn die Preßſchraube *l* angezogen, wenn alſo der Theilkreis feſtgeſtellt iſt, ſo kann man die Axe *mn* doch noch für ſich drehen; iſt aber die Schraube *l* los, ſo wird die Axe *mn* mit ihrem Arme *nqp* zu gleicher Zeit mit dem getheilten Kreiſe gedreht.

An dem Stäbchen *t u* wird der Kryſtall mit etwas Wachs befeſtigt, und das Inſtrument ſo aufgeſtellt, daß die Ebene des Theilkreiſes auf der Ebene des Fenſters rechtwinklig ſteht. Um zu meſſen, ſtellt man nun den Theilkreis auf den Nullpunkt ein und ſtellt ihn alsdann mittelſt der

Schraube *l* fest; nun richtet man den Krystall so, daß die Kante der beiden Flächen, deren Winkel man messen will, in die Verlängerung der Axe *mn* fällt, oder wenigstens ihr parallel ist, was man daran erkennt, daß das Bild der Fensterſprosse in beiden Flächen horizontal erscheint, wenn man durch Umdrehung der Axe *mn* macht, daß man ihr Bild bald in der einen, bald in der andern Fläche sieht. Ist der Krystall gehörig gerichtet, so dreht man die Axe *mn* so lange, bis das Bild der Fensterſprosse an der bestimmten Stelle des Bodens erscheint, dann lös't man die Schraube *l* und dreht Alles mit dem Theilkreise, bis das Bild der Sprosse in der andern Fläche erscheint: die Größe der Drehung ist leicht abzulesen.

Dieses Goniometer ist nicht gut zu Krystallen anwendbar, die gar zu groß und schwer sind. Für solche Fälle ist das Gambey'sche Goniometer sehr zweckmäßig, welches man auch anwenden kann, um den Winkel zu messen, den zwei Flächen eines Prisma's mit einander machen. Dieses Instrument ist Fig. 441 abgebildet und sein Gebrauch wohl ohne weitere Erklärung verständlich; das Fernrohr wird festgestellt und dann das Prisma so gestellt, daß das Spiegelbild eines entfernten Gegenstandes im Fadenkreuz des Fernrohrs erscheint; dann wird das Prisma um seine vertikale Axe gedreht, bis das Bild desselben Gegenstandes, durch die andere Fläche gespiegelt, ebenfalls im Fadenkreuz erscheint, und dann die Größe der Drehung am getheilten Kreise abgelesen.

Fig. 441.

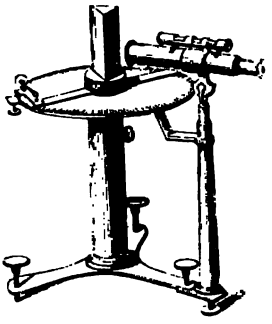
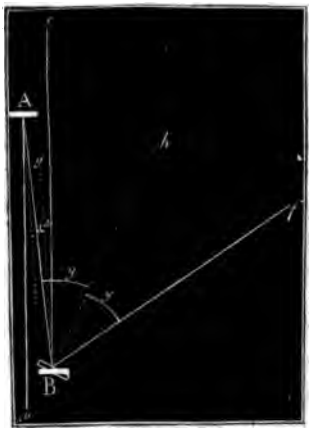


Fig. 442.

Der Spiegelsextant, eines der 164
wichtigsten Winkelmeßinstrumente, zeigt uns eine ungemein sinnreiche Anwendung der Spiegelungsgesetze; das Princip, auf welchem seine Einrichtung beruht, ist folgendes. Es sey *A*, Fig. 442, ein kleiner Spiegel, an dessen oberer Hälfte die Belegung abgenommen ist, so daß ein in *o* befindliches Auge durch den freien Theil der Glasplatte hindurchsehen kann; in *B* befinde sich nun ein zweiter Spiegel, der um eine Axe drehbar ist, welche rechtwinklig auf der Ebene der Figur steht. Man kann nun dem Spiegel *B* eine solche Stellung geben,

daß ein von einem fernen Gegenſtand herkommender Strahl eB, welcher neben dem Spiegel A vorbeigeht, durch den Spiegel B nach A und dann vom Spiegel A nach o reflectirt wird; das Auge in o wird in dieſem Falle durch die unbelegte Hälfte des Spiegels A den ferneren Gegenſtand direct, im belegten Theile aber das Bild deſſelben Gegenſtandes ſehen. Wir wollen dieſe Stellung des Spiegels B die Anfangsſtellung nennen.

Fig. 443.



Wenn aber nun der Spiegel B um ſeine Axe gedreht wird, wenn er etwa in die nur durch Einfaſſungslinien angedeutete Lage gebracht iſt, ſo kann der Strahl eB nicht mehr nach A reflectirt werden, man wird alſo in dem unteren Theile des Spiegels A nicht mehr das Bild deſſelben Gegenſtandes ſehen, den man durch die obere Hälfte erblickt, ſondern das Bild eines andern Gegenſtandes, von welchem der Strahl fB herkommt.

Des kürzeren Ausdrucks wegen wollen wir den Gegenſtand, von welchem der Strahl eB herkommt, mit L, den Gegenſtand, von welchem der Strahl fB herkommt, mit R bezeichnen.

Die Winkelmeſſung mit dem Sextanten beruht nun darauf, daß der Winkel, um welchen man den Spiegel B aus ſeiner Anfangsſtellung drehen muß, um im unteren Theile des Spiegels A das Bild des Gegenſtandes R zu ſehen, während man durch die obere Hälfte immer noch L erblickt, halb ſo groß iſt als der Winkel, welchen die nach L und R gerichteten Viſirlinien Be und Bf mit einander machen.

Wir wollen dieſen wichtigen Satz jetzt zu beweiſen ſuchen.

Wenn der Spiegel B in der Anfangsſtellung iſt, ſo iſt er, wie leicht einzuſehen, mit dem Spiegel A parallel; für dieſe Stellung nun iſt Bg das Einfallsloth, und die Winkel, welche die Strahlen eB und AB mit dem Einfallslothe Bg machen, ſind einander gleich; wir haben jeden dieſer Winkel mit x bezeichnet.

Wird nun der Spiegel B gedreht, ſo ändert ſich auch die Lage des Einfallslothes; wenn der Spiegel B um n Grade gedreht wird, ſo wird auch das Einfallsloth um eben ſo viel Grade gedreht. Geſetzt nun, man habe den Spiegel B ſo weit gedreht, daß Bh das Einfallsloth iſt, ſo iſt ABh der Winkel, welchen der von B nach A reflectirte Strahl mit dem Einfallslothe macht, und dieſen Winkel wollen wir mit y bezeichnen. Der einfal-

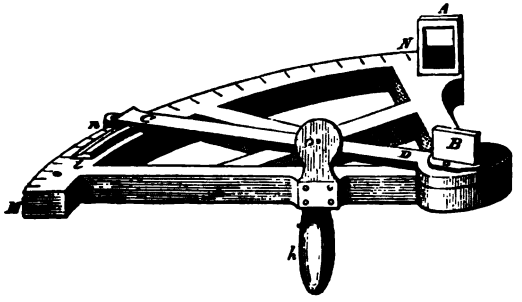
Bende Strahl fB macht aber ebenfalls einen Winkel y mit dem Einfallslothe Bh. Nun aber ist

$$\text{Winkel } eBf = 2y - 2x$$
$$\text{Winkel } gBh = y - x,$$

mithin ist der Winkel gBh halb so groß als der Winkel eBf. Der Winkel gBh ist aber der Winkel der beiden Einfallslothe, also der Winkel, den die beiden Stellungen des Spiegels B mit einander machen; eBf aber ist der Winkel der nach L und R gerichteten Visirlinien Be und Bf.

In Fig. 444 ist ein Spiegelsextant abgebildet, und zwar ein Sextant von der einfachsten Einrichtung. A ist der feste oben durchsichtige Spiegel, der Spiegel B, den unsere Figur von der Rückseite zeigt, ist um den Mittelpunkt des getheilten Kreises MN drehbar. Dem Spiegel A gegenüber ist an das Gestell eine Messingplatte angeschraubt, in welcher sich ein kleines Loch o befindet, an welches man das Auge hält, um nach dem Spiegel A zu sehen. Der Spiegel B ist auf einer um ihren Mittelpunkt drehbaren Scheibe befestigt, von welcher wie ein Radius das Stäbchen DC ausgeht; wenn also der Spiegel B um seine Axe gedreht wird, so durchläuft das Ende C dieses Stäbchens die Theilung des Kreises; um genauer ablesen zu können, ist bei C an das Stäbchen CD ein Nonius Ci befestigt. Die Theilung ist so eingerichtet, daß der Nonius auf den Nullpunkt der Theilung zeigt, wenn die beiden Spiegel parallel sind. Jeder halbe Grad der Theilung ist für einen ganzen gezählt, d. h. die Theilstriche, die von dem Nullpunkte der Theilung um 10, 20, 30 u. s. w. Grade abstehen, sind mit 20, 40, 60 bezeichnet, weil man ja doch den Winkel, um welchen der Spiegel B gedreht wird, mit 2 multipliciren muß, um den verlangten Winkel zu erhalten.

Fig. 444.

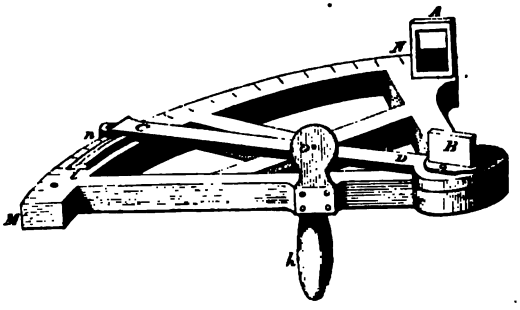


Gewöhnlich ist der getheilte Kreisbogen nur etwas mehr als $\frac{1}{6}$ des Kreisumfanges, daher der Name Sextant. Das Instrument bedarf keines Statifs, man nimmt es an dem Handgriffe h in die Hand und hält das Instrument dann so vor das Auge, daß man durch die Oeffnung o und den oberen Theil des Spiegels A denjenigen der beiden einzuvisirenden Gegenstände sieht, welcher links liegt, und dreht dann an dem Stabe CD,

bis in dem unteren Theile des Spiegels *A* das Bild des andern rechts gelegenen Gegenſtandes gerade unter dem andern Bilde erſcheint. Iſt dies erreicht, ſo ſtellt man den drehbaren Radius mit Hülfe einer Schraube bei *n* feſt und lieſ't dann den Nonius ab.

An Spiegelſextanten, welche zu genaueren Meſſungen dienen ſollen, iſt ſtatt der kleinen Oeffnung *o* an dieſer Stelle ein nach dem Spiegel *A* gerichtetes Fernrohr angebracht. Wenn man durch ein Fernrohr beobachtet, ſo ſieht man nicht mehr, wie bei der Beobachtung mit bloßem Auge, den Spiegel *A* in zwei Felder getheilt, d. h. man unterſcheidet durch das Fernrohr ſehend nicht mehr den belegten und den unbelegten Theil des Spiegels *A*, ſondern die beiden Bilder fallen ganz über einander.

Fig. 445.



Die Ebene des getheilten Kreiſes muß immer in die Ebene der Viſirlinien fallen, deren Winkel man meſſen will. Um z. B. die Höhe eines Geſtirns über dem Horizont zu meſſen, muß die Ebene des Kreiſes vertikal gehalten werden.

165 Es iſt hier nun auch noch das Helioſtat zu erwähnen. Bei vielen optiſchen Verſuchen muß man durch eine kleine Oeffnung im Laden eines dunkeln Zimmers einen Sonnenſtrahl einfallen laſſen. Damit nun der einfallende Strahl eine paſſende Richtung habe, läßt man ihn nicht direct einfallen, ſondern man bringt vor dem Laden einen ebenen Spiegel an, welcher die Sonnenſtrahlen in paſſender Richtung durch die kleine Oeffnung in das Zimmer reflectirt. Nun aber ändert ſich der Stand der Sonne fortwährend, und eine Folge davon iſt, daß auch die Richtung der ins Zimmer reflectirten Strahlen ſich ändert, wenn der Spiegel feſt ſtehen bleibt. Soll jedoch die Richtung der ins Zimmer reflectirten Strahlen unverändert bleiben, ſo muß natürlich der Spiegel allmälig auf eine paſſende Weiſe gedreht werden; dies geſchieht nnn beim Helioſtat; es beſteht aus einem Spiegel, welcher mit einem Uhrwerke in ſolcher Weiſe verbunden iſt, daß er gleichſam dem Laufe der Sonne folgen kann. Die ſinnreiche Einrichtung ſolcher

Helioſtate iſt zu complicirt, als daß wir uns hier auf eine genauere Beſchreibung derſelben einlaſſen dürfen.

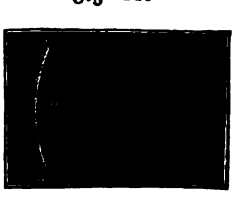
Reflexion auf gekrümmten Spiegeln. Wenn ein Lichtſtrahl eine 166
krumme Oberfläche in irgend einem Punkte trifft, ſo wird er gerade ſo reflectirt, als ob er die Berührungsebene dieſes Punktes getroffen hätte. Ein leuchtender Punkt alſo, welcher ſich im Mittelpunkte einer innen polirten Kugel befindet, wird nach allen Punkten der Kugeloberfläche Lichtſtrahlen ausſenden, die aber ſämmtlich nach dem Mittelpunkte zurückgeworfen werden. Wenn ſich ein leuchtender Punkt in dem einen Brennpunkte eines Ellipſoids befände, ſo würden alle Strahlen von der Oberfläche nach dem andern Brennpunkte reflectirt werden, indem ſie aber ihren Weg fortſetzen, würden ſie durch eine abermalige Reflexion wieder in dem erſten Brennpunkte vereinigt werden.

Die Strahlen, welche von einem leuchtenden Punkte ausgehen, der ſich in dem Brennpunkte eines Paraboloids befindet, und die Fläche dieſes Paraboloids treffen, werden ſämmtlich in einer Richtung reflectirt, welche mit der Axe des Paraboloids parallel iſt. Wenn umgekehrt ein Bündel paralleler Strahlen in der Richtung der Axe auf das Paraboloid fällt, ſo werden ſie ſämmtlich nach dem Brennpunkte deſſelben reflectirt.

Reflexion auf ſphäriſchen Spiegeln. Man denke ſich eine Hohl- 167
kugel, deren innere Fläche ſehr gut polirt iſt, ſo iſt ein von dieſer Hohlkugel durch eine Ebene abgeſchnittenes Stück ein ſphäriſcher Hohlſpiegel. Ein converer Kugelſpiegel hingegen iſt ein Stück einer außen polirten Kugel.

Der Durchmeſſer eines Kugelſpiegels iſt die Linie mm', Fig. 446, welche zwei entgegengeſetzte Punkte des Randes verbindet; die Linie ca, welche den Mittelpunkt der Kugel mit der Mitte des Spiegels verbindet, heißt ſeine Axe; der Winkel endlich, welchen die Linien cm und cm' mit einander machen, ſeine Oeffnung. Der Mittelpunkt c der Kugel, von welcher der Spiegel ein Stück iſt, wird auch Mittelpunkt der Krümmung genannt.

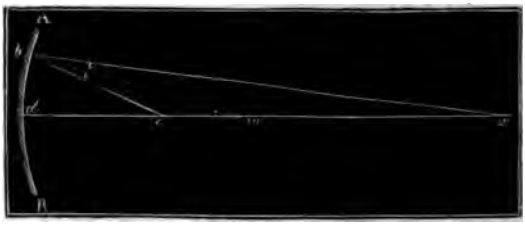
Fig. 446.



Von den ſphäriſchen Hohlſpiegeln. Es ſey AB, Fig. 447 168
a. f. S., der Durchſchnitt eines ſphäriſchen Hohlſpiegels, deſſen Mittelpunkt

m iſt. In a ſey ein leuchtender Punkt, der ſeine Strahlen auf den Spiegel ſendet. Zieht man vom leuchtenden Punkte a eine gerade Linie amd

Fig. 447.



durch den Mittelpunkt der Kugel bis zum Spiegel, ſo iſt dieſe Linie die Axe des Strahlenkegels, welcher vom Spiegel reflectirt wird. Wie ein Strahl ab dieſes Strahlenkegels vom Spiegel reflectirt wird, iſt leicht zu finden, denn die von b nach dem Mittelpunkte m gezogene Gerade iſt das Einfallsloth. Macht man $Wi = Wi'$, ſo iſt bc der reflectirte Strahl.

Denkt man ſich auf dem Spiegel einen Kreis bezeichnet, deſſen Punkte ſämmtlich von d ſo weit entfernt ſind als b, ſo iſt leicht einzuſehen, daß alle Strahlen, welche, von a ausgehend, den Spiegel in einem Punkte dieſes Ringes treffen, ſo reflectirt werden, daß ſie die Axe ad in demſelben Punkte c ſchneiden.

Wenn der leuchtende Punkt ſehr weit vom Spiegel entfernt iſt, ſo kann man alle Strahlen, welche er auf den Spiegel ſendet, als unter ſich parallel betrachten. Beſtimmen wir die Lage des Punktes c für dieſen Fall. In Fig. 448 ſey ab ein parallel mit der Axe einfallender Lichtſtrahl, bm das

Fig. 448.

Einfallsloth, ſo iſt offenbar $i = x$. Der Radius bm ſey mit r, der Winkel bcm mit v bezeichnet, ſo haben wir aus dem Dreieck bmc die Proportion

$$sin.\ v\ .\ sin.\ i' = r : mc$$

und daraus

$$mc = \frac{r\ .\ sin.\ i'}{sin.\ v.}.$$

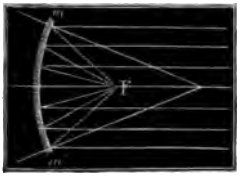
Nun aber iſt $i' = i$, $v = 180^0 - i' - x = 180^0 - 2i$, mithin $sin.\ v = sin.\ 2i$; ſubſtituirt man dieſe Werthe, ſo kommt

$$mc = r\ .\ \frac{sin.\ i}{sin.\ 2i}.$$

Je kleiner der Winkel wird, deſto mehr nähert ſich mc dem Werthe $r \cdot \frac{1}{2}$. Setzt man z. B. $i = 1^0$, ſo wird $mc = r \cdot \frac{0{,}017452}{0{,}034900} = r \cdot 0{,}50006\ldots$, für $i = 2^0$ wird $mc = r \cdot \frac{0{,}034900}{0{,}069757} = r \cdot 0{,}5003\ldots$

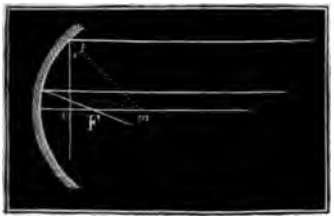
Dieſe Werthe ſind nur ſehr unbedeutend größer als $\frac{r}{2}$, man kann alſo ohne merklichen Fehler annehmen, daß alle parallel mit der Axe einfallenden Strahlen, welche den Spiegel in ſolchen Punkten b treffen, daß der Bogen bd nur einen kleinen Winkel überſpannt, in einem Punkte der Axe vereinigt werden, welcher in der Mitte zwiſchen dem Centrum des Spiegels und dem Spiegel ſelbſt liegt. Solche Strahlen, welche der Axe ſo nahe liegen, daß der Werth von mc für denſelben nicht merklich von $\frac{1}{2}$ differirt, heißen centrale Strahlen. Der Vereinigungspunkt der parallel mit der Axe auffallenden centralen Strahlen führt den Namen Hauptbrennpunkt oder Hauptfocus (er ſoll in den folgenden Figuren mit F bezeichnet werden). Dieſer Hauptfocus liegt, wie wir geſehen haben, in der Mitte zwiſchen dem Centrum des Spiegels und dem Spiegel ſelbſt, auf der Axe der parallelen Strahlen.

Fig. 449.



Je mehr i wächſt, d. h. je weiter von der Axe die Strahlen auf den Spiegel fallen, je größer die Krümmung des Spiegels vom Einfallspunkte bis zur Mitte des Spiegels, deſto größer wird der Bauch $\frac{\sin. i}{\sin. 2i}$, mithin auch mc ſelbſt. Der Vereinigungspunkt nicht centraler Strahlen liegt alſo dem Spiegel ſelbſt näher als der Hauptbrennpunkt, wie man auch aus Figur 449 erſehen kann.

Fig. 450.

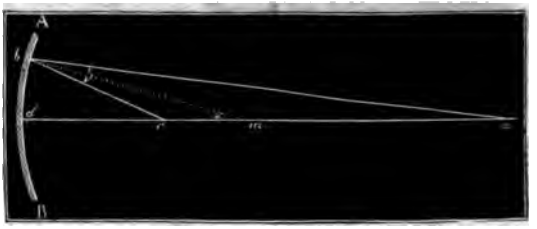


Wenn ein Hohlſpiegel zu optiſchen Zwecken brauchbar ſeyn ſoll, ſo muß er die von einem Punkte ausgehenden Strahlen auch möglichſt nahe wieder in einem Punkte vereinigen. Dies iſt aber nur dann möglich, wenn die Oeffnung des Spiegels nicht bedeutend, wenn ſie allerhöchſtens 8 bis 10^0 iſt, denn in dieſem Falle kann man alle den Spiegel treffenden Strahlen als centrale Strahlen betrachten. Wir wollen im Folgenden auch nur ſolche Spiegel, alſo auch nur centrale Strahlen, betrachten.

Der erwähnte Fehler, daß nicht alle mit der Axe parallel einfall
Strahlen genau in einem Punkte vereinigt werden, wird ſphär
Aberration genannt.

Wenn der leuchtende Punkt nicht unendlich weit liegt, ſondern in ſ
Entfernung, daß man die Divergenz der den Spiegel treffenden Str
nicht mehr vernachläſſigen darf, ſo ändert auch der Brennpunkt ſeine
lung, und zwar rückt er vom Spiegel mehr und mehr weg, je mehr ſi
leuchtende Punkt nähert. Daß dem ſo ſey, iſt aus Fig. 451 leicht zu ſ

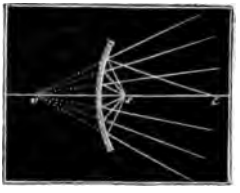
Fig. 451.



Je näher der leuchtende Punkt, deſto kleiner wird i für denſelben
b des Spiegels, deſto kleiner wird i', und deſto mehr rückt alſo c nach
Wenn man alſo einen leuchtenden Punkt, der ſo weit vom Spiege
fernt iſt, daß ſeine Strahlen im Hauptbrennpunkte wieder vereinigt w
dem Spiegel fortwährend nähert, ſo wird der Brennpunkt vom H
brennpunkte fortwährend dem Mittelpunkte näher rücken, bis endlich,
der leuchtende Punkt im Centrum des Spiegels ſteht, der Brennpun
dem leuchtenden Punkte zuſammenfällt. Rückt der leuchtende Punk
Spiegel noch näher, ſo fällt der Brennpunkt weiter und weiter vom
gel, und wenn der leuchtende Punkt den Hauptbrennpunkt einnim
werden ſeine Strahlen vom Spiegel parallel mit der Axe reflectirt.

In Fig. 452 iſt noch der einzig übrige Fall betrachtet, nämlich d
leuchtende Punkt s zwiſchen dem Spieg
dem Hauptbrennpunkte liegt. Hier werd
Strahlen ſo reflectirt, daß ſie nach d
flexion divergiren, als ob ſie von einem
v kämen, der hinter dem Spiegel lieg
den man für jeden beſondern Fall durch
ſtruction leicht finden kann.

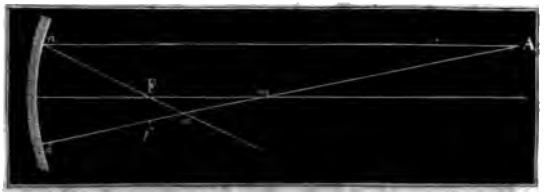
Fig. 452.



Wir haben bisher nur ſolche leuc
Punkte betrachtet, welche auf der A
Spiegels lagen, ſolche Punkte alſo, für welche die Axe der auf den S
geſandten Strahlen mit der Axe des Spiegels zuſammenfiel. Alle
entwickelten Geſetze gelten aber auch für ſolche leuchtende Punkte,

alb der Axe des Spiegels liegen; es ſey z. B. in Fig. 453 A ein leuchtender Punkt. Zieht man von A über m eine Linie nach dem

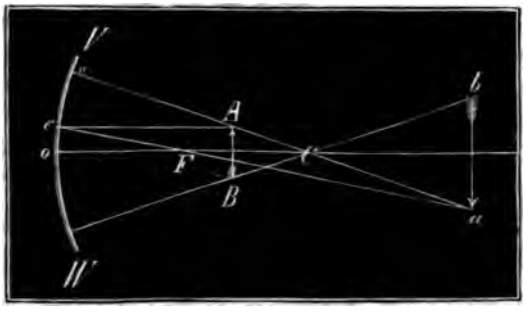
Fig. 453.



l, ſo iſt dies die Axe des von A auf den Spiegel geſandten Strahls, und auf dieſer Axe müſſen ſich alle von A ausgehenden Strahlen vereinigen. Wenn ein ganzes Bündel Strahlen mit Amb parallel 1 Spiegel fiele, ſo würden ſie ſich nach der Reflexion im Punkte f gen, der in der Mitte zwiſchen m und b liegt, da aber die von A enden Strahlen divergiren, ſo liegt ihr Vereinigungspunkt weiter Spiegel ab als f. Man kann nun dieſen Vereinigungspunkt leicht olgende Conſtruction finden. Man ziehe von A eine Linie An pa- nit der Axe des Spiegels. Ein Strahl, der in dieſer Richtung den l trifft, wird aber bekanntlich nach dem Hauptbrennpunkte F re- ; zieht man nun von n über F eine Linie, ſo wird dieſe die Linie ſchneiden, und der Durchſchnittspunkt a iſt offenbar derjenige, in 1 alle von A ausgehenden Strahlen nach ihrer Reflexion durch den l wieder vereinigt werden, kurz a iſt das Bild von A.

1 den durch Hohlſpiegel erzeugten Bildern. In Figur 454 169 B einen Gegenſtand vor, der ſich zwiſchen dem Krümmungsmittel-

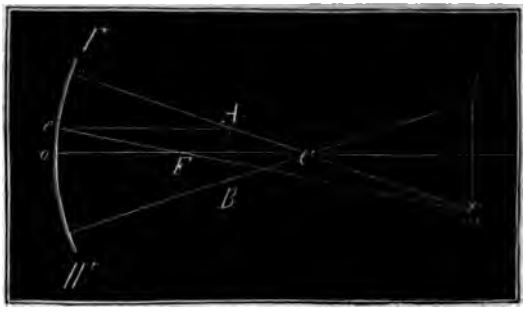
Fig. 454.



C des Spiegels und dem Hauptbrennpunkte F befindet. Nach dem, en geſagt wurde, iſt es leicht, das Bild des Punktes A zu finden, : liegt auf der durch C und A gezogenen Linie, da ja ein Strahl

An in der Richtung nA reflectirt wird. Ein von A parallel mit der Hauptaxe auf den Spiegel fallender Strahl Ac wird aber nach dem Hauptbrennpunkte F reflectirt. Die in den Richtungen nA und eF reflectirten Strahlen ſchneiden ſich aber in a, und hier iſt das Bild von A.

Fig. 455.



Ebenſo findet man das Bild b des Punktes B, und ſo ergiebt ſich, daß man durch einen Hohlſpiegel von einem Gegenſtande AB, welcher zwiſchen dem Hauptbrennpunkte und dem Mittelpunkte der Krümmung liegt, ein verkehrtes, vergrößertes Bild jenſeits C erhält.

Da die von A ausgehenden Strahlen in a geſammelt werden, ſo werden auch umgekehrt, wenn a ein leuchtender Punkt iſt, die von ihm ausgehenden Strahlen durch den Spiegel A reflectirt werden; kurz A iſt in dieſem Falle das Bild von a; ebenſo iſt B das Bild von b. Wenn ſich alſo ein Gegenſtand ab jenſeits des Mittelpunktes C befindet, ſo wird der Hohlſpiegel von ihm ein verkehrtes, verkleinertes Bild zwiſchen dem Mittelpunkt C und dem Hauptbrennpunkte F entwerfen.

Die Bilder, welche wir ſo eben betrachtet haben, ſind von denen der ebenen Spiegel weſentlich verſchieden. Alle Strahlen, welche von einem leuchtenden Punkte ausgehen, werden von einem ebenen Spiegel in einer ſolchen Richtung reflectirt, als ob ſie von einem Punkte hinter dem Spiegel herkämen, ſie divergiren alſo. In den eben betrachteten Fällen wurden aber die von einem Punkte des Gegenſtandes ausgehenden Strahlen durch den Spiegel wirklich wieder in einem Punkte geſammelt; wir wollen deshalb auch dieſe Bilder zum Unterſchiede von den anderen Sammelbilder nennen. Dieſe Sammelbilder kann man auf einem Schirme von weißem Papier oder mattgeſchliffenem Glaſe auffangen und ſo ein Bild erhalten, welches ſich gerade ſo verhält wie der Gegenſtand ſelbſt; die durch die Concentration der Strahlen ſtark erleuchteten Punkte des Schirms zerſtreuen

nämlich das Licht nach allen Seiten hin, und somit wird das Bild selbst dann noch sichtbar seyn, wenn die vom Spiegel reflectirten Strahlen nicht direct in's Auge gelangen.

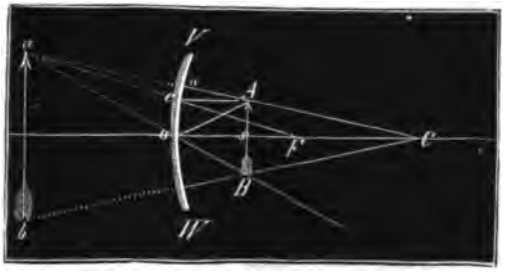
Je weiter der Gegenstand von dem Hohlspiegel sich entfernt, desto mehr muß sich begreiflicherweise das Bild dem Hauptbrennpunkte nähern, das Bild der gleichsam unendlich weit entfernten Sonne muß also im Hauptbrennpunkte selbst liegen, wenn die Axe des Spiegels nach der Sonne gerichtet ist. Fallen die Sonnenstrahlen schräg, also nicht in der Richtung der Spiegelaxe, auf, so liegt das Bild natürlich nicht mehr in der Spiegelaxe, sondern seitwärts, seine Entfernung von dem Spiegel ist aber stets dem halben Krümmungshalbmesser desselben gleich. Da uns die Sonne unter einem Winkel von ungefähr 30′ erscheint, so muß auch das Sonnenbildchen, von *C* aus gesehen, unter demselben Winkel erscheinen, seine absolute Größe hängt also von dem Krümmungshalbmesser des Spiegels ab. Im Brennpunkt des großen Reflectors von Herschel z. B., dessen Krümmungshalbmesser 50 Fuß ist, hat das Sonnenbild ungefähr 3 Zoll Durchmesser; der Durchmesser des Sonnenbildes ist ungefähr 3 Millimeter, wenn der Krümmungshalbmesser des Spiegels 1 Meter ist.

Um den Krümmungshalbmesser eines Hohlspiegels zu finden, braucht man nur zu messen, wie weit das Sonnenbildchen vom Spiegel liegt, denn diese Entfernung doppelt genommen ist ja dem Krümmungshalbmesser des Spiegels gleich.

Die Bilder solcher Gegenstände, welche um mehr als die 100fache Länge des Krümmungshalbmessers vom Spiegel entfernt sind, sind auch noch dem Brennpunkte selbst ganz außerordentlich nahe.

Wir haben jetzt die Lage des Bildes nur noch für den Fall zu ermitteln, daß der Gegenstand zwischen dem Spiegel und dem Brennpunkte liegt. Wir haben gesehen, daß alle Strahlen, welche von einem leuchtenden Punkte ausgehen, der dem Hohlspiegel näher liegt als der Hauptbrennpunkt, so reflectirt werden, als ob sie von einem Punkte hinter dem Spiegel herkämen; in dem eben zu betrachtenden Falle kann also natürlich kein Sammelbild entstehen.

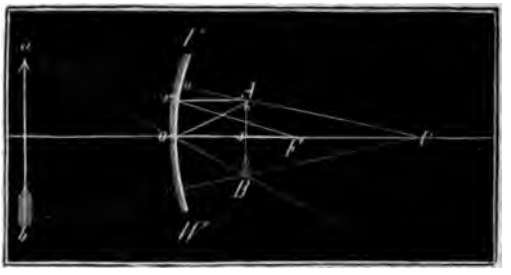
Fig. 456.



In Fig. 456 sey *AB* der Gegenstand, dessen Bild wir suchen wollen. Der Strahl *An*, welcher rechtwinklig auf den Spiegel fällt, wird in der Richtung *nAC*

reflectirt, der Strahl *Ae* aber, welcher parallel mit der Spiegela
den Spiegel trifft, wird nach dem Hauptbrennpunkt *F* zurückgew
nun aber treffen die Strahlen *nAC* und *eF* niemals zuſammen, rüd

Fig. 457.

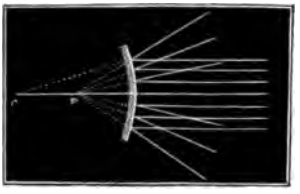


verlängert ſch
ſich aber ihre
tungen hinte
Spiegel in *a*,
Punkt *a* iſt da
von *A*. Eben
ſich das Bild
Punktes *B* f
wenn alſo
Gegenſta
zwiſchen

**Brennpunkte und dem Spiegel liegt, ſo fällt ſein ve
ßertes aufrechtes Bild hinter den Spiegel, es verhält ſic**
die Vergrößerung abgerechnet, ganz wie die Bilder der ebenen Spi

170 **Die Converſpiegel** haben keine wirklichen, ſondern nur eing
Brennpunkte, d. h. die Strahlen, welche ſie treffen, werden nicht in
Punkte vereinigt, ſondern ſie divergiren nach der Spiegelung ſo, als

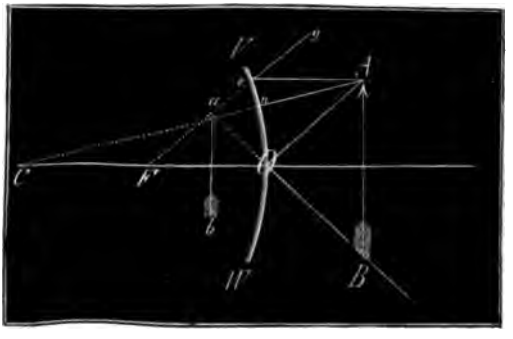
Fig. 458.



von einem Punkte hinter dem S
herkämen. Wenn ein Converſpieg
Strahlen getroffen wird, welche
Axe parallel ſind, ſo liegt für di
eingebildete Hauptbrennpunkt
Mitte zwiſchen dem Spiegel un
Mittelpunkte *c*. Demnach iſt es
die Bilder zu conſtruiren, welch
durch ſolche Spiegel erhält.

Es ſey Fig. 459 *VW* der Converſpiegel, *AB* ein Gegenſtand v

Fig. 459.



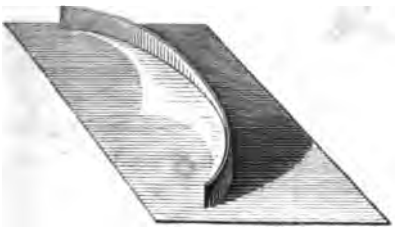
ſelben. Ein
An, welcher
winklig au
Spiegel fällt,
der Richtung
flectirt, der
Ae aber, welc
rallel mit der
are iſt, wird n
Richtung *eg*
geworfen, al

von dem eingebildeten Hauptbrennpunkte *F* käme. Verlängert man *eg* und *nA* rückwärts, so schneiden sich diese Verlängerungen hinter dem Spiegel in *a*, hier ist also das Bild von *A*, d. h. alle von *A* ausgehenden Strahlen werden von dem Conversspiegel so reflectirt, als ob sie von *a* her kämen.

Nachdem man auch das Bild *b* des Punktes *B* gefunden hat, überzeugt man sich leicht, daß man durch Conversspiegel verkleinerte aufrechte Bilder hinter dem Spiegel erhält.

Von den Brennlinien. Wenn die von einem leuchtenden Punkte 171
ausgehenden Lichtstrahlen nach ihrer Reflexion durch eine krumme Oberfläche nicht genau in einem und demselben Punkte wieder vereinigt werden, so werden sich doch immer je zwei benachbarte reflectirte Strahlen schneiden; alle Durchschnittspunkte je zweier benachbarten in einerlei Ebene reflectirten Strahlen geben eine krumme Linie, die man Brennlinie oder kaustische Linie nennt und deren Natur von der Natur der spiegelnden Fläche abhängt. Alle durch eine spiegelnde krumme Oberfläche erzeugten Brennlinien bilden zusammen genommen eine krumme Fläche, welche kaustische Fläche heißt. In der Nähe derselben ist die Intensität des Lichts am größten, wie man dies an der herzförmigen Linie sehen kann, die sich innerhalb eines cylindrischen Gefäßes oder eines Ringes zeigt, wenn dasselbe vom Sonnenlichte oder dem Lichte einer Flamme beleuchtet wird. Die Fig. 460 zeigt eine solche Brennlinie, welche durch einen gekrümmten spiegelnden Streifen erzeugt wird.

Fig. 460.



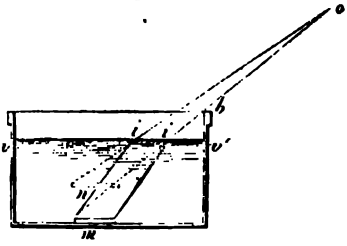
Zweites Kapitel.

Dioptrik oder Brechung des Lichts.

Allgemeine Gesetze der Brechung des Lichts. Unter Brechung 172
versteht man die Ablenkung, die Richtungsänderung, welche ein Lichtstrahl erleidet, wenn er aus einem Mittel in ein anderes übergeht. Daß eine solche Ablenkung stattfindet, davon kann man sich leicht durch folgenden einfachen Versuch überzeugen. In Fig. 461 (a. f. S.) sey *vv'* ein noch

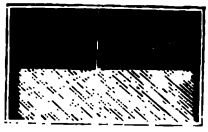
leeres Gefäß, auf deſſen Boden man einen ſchweren Körper, etwa ein Geldſtück, m, hinlegt; nun hält man das Auge an eine ſolche Stelle a, daß das Geldſtück m eben durch den Rand des Gefäßes verdeckt erſcheint. Gießt man nun, während das Auge unverändert ſeine Stellung behält, Waſſer in das Gefäß, ſo wird das Geldſtück alsbald ſichtbar und ſcheint um ſo höher zu ſteigen, je mehr Waſſer man eingießt. Es iſt klar, daß jetzt die Lichtſtrahlen nicht in gerader Linie vom Körper m ins Auge gelangen; ſie erleiden vielmehr beim Austritt aus dem Waſſer eine Richtungsveränderung, wie dies in der Figur angedeutet iſt.

Fig 461.



Der Einfallswinkel iſt bei der Brechung wie bei der Spiegelung der Winkel, welchen der einfallende Strahl $l\,i$ mit der im Einfallspunkte errichteten Normalen, dem Einfallslothe $i\,n$, macht.

Fig. 462.



Der Brechungswinkel iſt derjenige, welchen der gebrochene Strahl $i\,r$ mit der Verlängerung in' der Einfallslothes macht.

Die Einfallsebene iſt die durch den einfallenden Strahl und das Einfallsloth, die Brechungsebene die durch den gebrochenen Strahl und das Einfallsloth gelegte Ebene. Gewöhnlich entſteht aus einem einfallenden Strahl auch nur ein gebrochener, doch giebt es Körper, wie Kalkſpath, Bergkryſtall u. a., welche die Eigenſchaft haben, jeden einfallenden Strahl in zwei gebrochene zu ſpalten. Dieſe Erſcheinungen der doppelten Brechung hängen mit der Polariſation des Lichts zuſammen, welche wir ſpäter betrachten werden. Vor der Hand beſchäftigen wir uns nur mit den Geſetzen der einfachen Brechung. Dieſe Geſetze ſind folgende:

1) Die Brechungsebene fällt mit der Einfallsebene zuſammen.

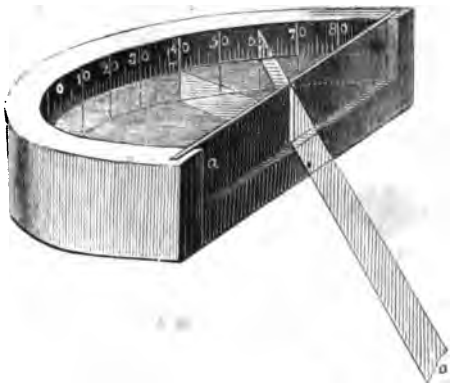
2) Für dieſelben Mittel ſteht der Sinus des Brechungswinkels in einem conſtanten Verhältniſſe zum Sinus des Einfallswinkels.

Der erſte dieſer beiden Sätze bietet keine Schwierigkeit, der zweite läßt ſich durch den Apparat Fig. 463 (a. f. S.) nachweiſen.

Ein zwei bis drei Zoll hohes Gefäß iſt auf der einen Seite durch eine ebene Glasfläche $a\,b$, außerdem aber durch eine halbkreisförmige vertikale Wand begränzt. Die Glasfläche iſt bis auf eine in ihrer Mitte befind-

liche Spalte von ½ bis 1 Linie Breite mit undurchsichtigem Papier zugeklebt oder angestrichen; die halbkreisförmige Rückwand ist im Inneren mit einer Gradtheilung versehen, deren Nullpunkt dem Spalte gerade gegenüber liegt.

Fig. 463.



Dies Gefäß wird nun ungefähr bis zur Hälfte mit Wasser gefüllt.

Bringt man nun ein Kerzenlicht in einiger Entfernung gerade vor den Spalt, so werden die durch denselben einfallenden Lichtstrahlen gerade den Nullpunkt der Theilung treffen. Bringt man aber das Licht auf die Seite, so werden die Lichtstrahlen, welche durch die Spalte in das Gefäß eindringen, im oberen und unteren Theil nicht an derselben Stelle die Rückenwand treffen. Der Theil des Lichtbündels, welcher im oberen Theile des Spaltes eindringt, setzt seinen Weg in gerader Linie fort, während die untere Hälfte des Lichtbündels beim Eintritt in das Wasser eine andere Richtung erhält und also auch an einer anderen Stelle die Rückwand trifft.

Nehmen wir an, man habe die Lichtquelle so weit auf die Seite gerückt, daß das durch die obere Hälfte des Spaltes einfallende Licht gerade den Theilstrich 60 trifft, wie dies in unserer Figur dargestellt ist, so wird der untere Theil des Lichtbündels bei seinem Eintritt in das Wasser nach einem Punkte der Rückwand abgelenkt, welcher $40\frac{1}{2}^0$ weit vom Nullpunkt absteht.

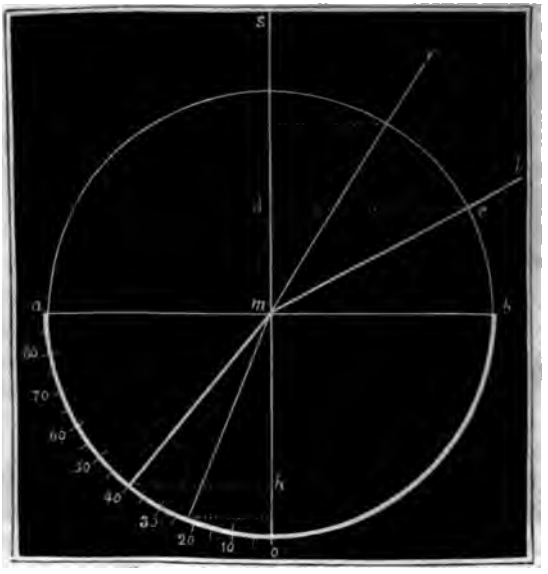
Hätte das Licht so gestanden, daß durch die obere Hälfte des Spaltes der Theilstrich 30 beleuchtet worden wäre, so würde das im Wasser gebrochene Lichtbündel bei 22^0 die Rückwand getroffen haben.

Wäre das Licht durch die obere Hälfte des Spaltes, also stets in gerader Richtung fortgehend, auf 15^0 gefallen, so würde gleichzeitig der gebrochene Strahl auf $11\frac{1}{4}^0$ gefallen seyn.

In Fig. 464 (a. f. S.) stelle der Halbkreis $a\ o\ b$ die getheilte kreisförmige Wand des Gefäßes und $a\ b$ die vordere Glaswand von oben gesehen dar. Die Spalte ist bei m. Wenn nun die Linie $l\ m$ so gerichtet ist, daß ihre Verlängerung die Theilung bei 60^0 trifft, so ist $l\ m$ die Richtung des einfallenden Strahls für den ersten der drei erwähnten Versuche,

die Linie aber, welche von m nach 40° geht, ſtellt für dieſen Fall den gebrochenen Strahl dar.

Fig. 464.



Denken wir uns bei m ein Perpendikel ms errichtet, ſo iſt dies ſeine Verlängerung mo das Einfallsloth, der Einfallswinkel lms iſt 60°, der entſprechende Brechungswinkel iſt 40°.

Denken wir uns um m mit dem Halbmeſſer mb den Kreis volle ſo ſchneidet er bei c den einfallenden Strahl lm. Fällt man von c Perpendikel dc auf das Einfallsloth, ein zweites Perpendikel aber Theilſtrich 40 nach h, ſo verhalten ſich dieſe beiden Perpendikel 4 zu 3.

Wenn der einfallende Strahl rm einen Winkel von 30° mit dem fallslothe macht, ſo iſt der entſprechende Brechungswinkel 22°. Fällt nun von dem Punkte, wo der einfallende Strahl den Kreis ſchneidet, vom Theilſtrich 22 Perpendikel auf das Einfallsloth, ſo verhalte dieſe wieder wie 4 zu 3.

Hätte man das Reſultat des letzten Verſuchs, nach welchem zum fallswinkel 15° der Brechungswinkel $11\frac{1}{4}$° gehört, ebenſo conſtruir hätte man in Beziehung auf jene Perpendikel daſſelbe Reſultat gefu daß ſie ſich nämlich verhalten wie 4 zu 3.

In welcher Richtung auch der einfallende Strahl die Waſſerfläche fen mag, ſo wird er doch ſo gebrochen, daß, wenn man von den Pun

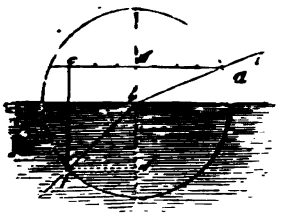
in welchen der einfallende und der gebrochene Strahl einen um den Einfallspunkt gezogenen Kreis schneiden, Perpendikel auf das Einfallsloth fällt, diese Perpendikel sich stets verhalten wie 4 zu 3.

Wenn der Halbmesser des Kreises Fig. 464 zur Einheit genommen wird, so ist die in dieser Einheit ausgedrückte Länge des Perpendikels dc der Sinus des Winkels dcm, also der Sinus von 60°. Das vom Theilpunkt 40 auf das Einfallsloth gefällte Perpendikel ist aber der Sinus von 40°. Nach dieser Bezeichnung kann man das Brechungsgesetz so ausdrücken:

Beim Uebergang aus Luft in Wasser wird ein Lichtstrahl in solcher Weise abgelenkt, daß sich der Sinus des Einfallswinkels zum Sinus des Brechungswinkels stets verhält wie 4 zu 3.

Es ergiebt sich daraus ein ganz einfaches Verfahren, um die Richtung des gebrochenen Strahls durch Construction zu finden, wenn die beiden Mittel Luft und Wasser sind, welches auch die Größe des Einfallswinkels seyn mag. In Fig. 465 sey lb der einfallende Strahl. Nachdem man das Einfallsloth gezogen hat, beschreibe man um b einen Kreis und fälle von dem Punkte a, in welchem dieser Kreis den einfallenden Strahl trifft, ein Perpendikel ad auf das Einfallsloth; dieses Perpendikel wird nun verlängert, und auf dieser Verlängerung $cd = \frac{3}{4} ad$ gemacht. Zieht man nun von c parallel mit dem Einfallsloth eine Linie, so erhält man den Punkt f, in welchem der gebrochene Strahl den Kreis schneidet, denn offenbar ist $fd' = cd = \frac{3}{4} da$.

Fig. 465.



Macht man ähnliche Versuche mit anderen Substanzen, so findet man, daß der Sinus des Einfallswinkels zum Sinus des Brechungswinkels immer in einem constanten Verhältniß steht, welches für jede Substanz ein eigenthümliches ist. Beim Uebergang von Luft in Wasser verhält sich, wie wir gesehen haben, der Sinus des Einfallswinkels zu dem des Brechungswinkels wie 4 zu 3; beim Uebergang von Luft in Glas wie 3 zu 2 u. s. w.

Die Zahl, welche angiebt, wie vielmal für eine bestimmte Substanz der Sinus des Einfallswinkels größer ist als der des Brechungswinkels, wird der Brechungsexponent genannt. Für Wasser ist der Brechungsexponent nahe $\frac{4}{3}$, für Glas ist er nahe $\frac{3}{2}$ u. s. w.

Die folgende Tabelle enthält die Brechungsexponenten mehrerer Substanzen:

Aether	1,358	Glas, von St. Gobain	1,543
Alaun	1,457	» grünes . . .	1,615
Alaunlöſung, geſättigte	1,356	Flintglas,	
Alkohol	1,372	1 Th. Blei, 4 Th. Kieſel	1,664
Aniſöl	1,811	Mohnöl	1,463
Balſam Canada . .	1,532	Obſidian	1,488
» Tolu . . .	1,628	Schwefel, natürlicher .	2,040
Bergkryſtall	1,562	Schwefelkohlenſtoff . .	1,68
Bleioxyd, chromſaures .	2,926	Schwefelſäure,	
Boracit	1,701	ſpec. Gew. 1,84 . .	1,440
Caſſiaöl	1,641	Steinſalz	1,498
Citronenöl	1,527	Terpentinöl	1,476
Diamant	2,470	Topas	1,610
Eis	1,310	Thran	1,483
Flußſpath	1,436	Weingeiſt	1,374
Glas, gemeines . . .	1,596	Waſſer	1,336

Weiter unten werden wir genauere Methoden zur Beſtimmung der Brechungsexponenten kennen lernen.

Das Brechungsgeſetz läßt ſich nun kurz ſo ausdrücken:

$$\frac{\sin. i}{\sin. r} = n,$$

wenn i den Einfallswinkel, r den Brechungswinkel und n den Brechungsexponenten bezeichnet.

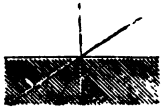
Die Entdeckung des Brechungsgeſetzes gebührt einem niederländiſchen Gelehrten, Snellius; doch wurde es zuerſt von Carteſius bekannt gemacht, der vorher die Papiere des Snellius geſehen hatte.

Wir werden weiter unten ſchärfere Beobachtungsmittel kennen lernen, welche mehr geeignet ſind, die mathematiſche Genauigkeit des Brechungsgeſetzes darzuthun.

Wenn ein Lichtſtrahl aus Waſſer in Luft übergeht, ſo iſt der Winkel, welchen der Strahl im Waſſer mit dem Einfallslothe macht, der Einfallswinkel, der Winkel aber, welchen der Strahl in der Luft mit dem Einfallslothe macht, iſt in dieſem Falle der Brechungswinkel; wenn aber auch die Strahlen ihre Namen verwechſelt haben, ſo behalten ſie doch ihren Werth. Wenn n der Brechungsexponent für einen Strahl iſt, der aus einem Mittel a in ein Mittel b übergeht, ſo iſt $\frac{1}{n}$ der Brechungsexponent für den Uebergang aus b in a.

Wenn n größer als 1 ist, so ist $\sin. i > \sin. r$, also auch $i > r$, durch die Brechung wird also der Strahl dem Einfallslothe genähert, das zweite Mittel ist stärker brechend als das erste, Fig. 466.

Fig. 466.



Wenn n kleiner als 1 ist, so ist auch $i < r$; der gebrochene Strahl entfernt sich also vom Einfallsloth, in diesem Falle ist das zweite Mittel das schwächer brechende.

Fig. 467.

Man drückt dies gewöhnlich dadurch aus, daß man sagt, der Strahl wird dem Einfallslothe genähert oder von demselben entfernt, je nachdem er aus einem dünneren in ein dichteres Mittel übergeht, oder umgekehrt. Diese Ausdrucksweise ist aber nicht streng richtig, weil es oft vorkommt, daß ein weniger dichtes Mittel doch stärker brechend ist; die brechende Kraft ist durchaus nicht der Dichtigkeit proportional.

Der kleinste Werth des Einfallswinkels ist o; für diesen Fall fällt der einfallende Strahl mit dem Einfallslothe zusammen, und weil $i = o$, so ist auch $r = o$, d. h. mit anderen Worten, wenn ein Strahl rechtwinklig auf die brechende Fläche trifft, so setzt der Strahl ohne Ablenkung seinen Weg fort.

Der größte Werth, welchen der Einfallswinkel haben kann, ist 90^0, und da $\sin. 90^0 = 1$, so hat man für diesen Fall

$$\frac{1}{\sin. r} = n$$

oder

$$\sin. r = \frac{1}{n}.$$

Der sich aus dieser Gleichung ergebende Werth von r wird der Gränzwinkel genannt. Für Luft und Wasser ist $n = \frac{4}{3}$, also $\frac{1}{n} = \frac{3}{4} = 0{,}75$; nun ist aber $0{,}75 = \sin. (48^0 35')$, mithin ist für Luft und Wasser $48^0 35'$ der Gränzwinkel; niemals kann ein Lichtstrahl, welcher aus Luft in Wasser tritt, nach der Brechung einen größern Winkel mit dem Einfallslothe machen.

Wenn hingegen ein Lichtstrahl, sich im Wasser fortpflanzend, einen Winkel von $48^0 35'$ mit dem Einfallslothe macht, so wird er nach seinem Austritt in die Luft einen Winkel von 90^0 mit dem Lothe machen, d. h. er wird sich parallel der Trennungsfläche bewegen; alle im Wasser sich bewe-

genden Strahlen aber, welche mit dem Einfallslothe einen Winkel machen, der den Werth des Gränzwinkels überſteigt, können gar nicht mehr austreten, ſie werden an der Gränzfläche des Waſſers vollſtändig geſpiegelt (Fig. 468). Dieſer Fall der totalen Reflexion iſt der einzige Fall einer Spiegelung, bei welcher der Strahl nichts an ſeiner urſprünglichen Intenſität verliert.

Fig. 468.

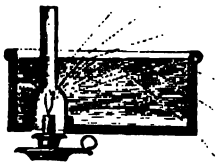


Fig. 469.

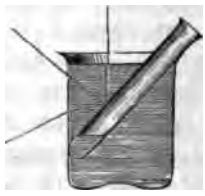


Fig. 469 zeigt ein intereſſantes Beiſpiel der totalen Reflexion. In ein Glas mit Waſſer tauche man eine unten zugeſchmolzene Glasröhre, am beſten ein Reagentienglas, wie es die Chemiker gebrauchen, welches leer iſt, d. h. nur Luft enthält; wenn man dem Röhrchen ungefähr die Stellung giebt, wie Fig. 469 zeigt, und daſſelbe von oben her betrachtet, ſo erſcheint es dem Auge gerade ebenſo, als ob es mit Queckſilber gefüllt wäre. Gießt man etwas Waſſer in das Röhrchen, ſo verſchwindet dieſer Metallglanz gerade ſo weit, als das eingegoſſene Waſſer reicht. Die Erſcheinung iſt leicht zu erklären; die von *a* her kommenden Strahlen treffen die Röhre unter einem ſolchen Winkel, daß ſie nicht in die Luft der Röhre austreten können, ſie werden alſo vollſtändig reflectirt; ſobald die Röhre Waſſer enthält, hört dieſe vollſtändige Reflexion auf.

Nach den oben auf S. 386 mitgetheilten Werthen der Brechungsexponenten iſt der Gränzwinkel für Diamant 23° 53′, für Flintglas 38° 41′, für Waſſer 48° 28′.

Die Größe der durch die Brechung hervorgebrachten Ablenkung wird gefunden, wenn man den Brechungswinkel vom Einfallswinkel abzieht. Wir wollen nun unterſuchen, in welchem Verhältniſſe die Ablenkung wächſt, wenn der Brechungswinkel zunimmt; faſſen wir bei dieſer Betrachtung einen beſtimmten Fall ins Auge, etwa den Uebergang der Strahlen aus Luft in Glas: in dieſem Falle iſt der Brechungsexponent $3/2$ oder 1,5; es iſt alſo

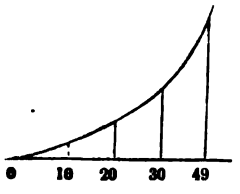
$$\sin. i = 1{,}5 \; . \; \sin. r.$$

Nichts iſt nun leichter, als nach dieſer Formel für jeden beliebigen Brechungswinkel den zugehörigen Einfallswinkel und die Ablenkung zu finden; die folgende kleine Tabelle enthält für die von 10 zu 10 Grad fortſchreitenden Brechungswinkel die entſprechenden Einfallswinkel und Ablenkungen.

r	i	Ablenkung
10 . .	15° 5′ . .	5° 5′
20 . .	30 55 . .	10 55
30 . .	48 40 . .	18 40
40 . .	74 34 . .	34 34

Aus dieſer Tabelle ſieht man, daß die Ablenkung nicht dem Brechungswinkel proportional wächſt, ſondern daß dieſe Ablenkung für kleine Einfallswinkel gering iſt, für größere aber in einem weit raſcheren Verhältniſſe zunimmt als die Brechungswinkel. Beiſtehende Figur 470 ſtellt dieſes graphiſch dar, die Abſciſſen ſind den Brechungswinkeln, die Ordinaten den entſprechenden Ablenkungen proportional aufgetragen.

Fig. 470.



Dem Brechungswinkel 30° entſpricht die Ablenkung 18° 40′; wächſt der Brechungswinkel um 10°, ſo nimmt die Ablenkung um 15° 54′ zu, nimmt aber der Brechungswinkel um 10° ab, ſo wird die Ablenkung nur um 7° 45′ abnehmen, oder allgemein, wenn man, von einer beſtimmten Richtung des gebrochenen Strahls ausgehend, den Brechungswinkel wachſen läßt, ſo nimmt die Ablenkung mehr zu, als ſie abnehmen würde, wenn der Brechungswinkel eben ſo viel verkleinert wäre.

Prismen.

Brechung des Lichts durch Prismen. Ein Prisma nennt man 173
in der Optik ein durchſichtiges Mittel, welches durch zwei gegen einander geneigte Flächen begränzt iſt.

Die Kante des Prismas iſt die Linie, in welcher ſich die beiden Gränzflächen ſchneiden oder doch ſchneiden würden, wenn ſie hinreichend verlängert würden.

Die Baſis eines Prismas iſt irgend eine der brechenden Kante gegenüberliegende Fläche, mag ſie nun in der Wirklichkeit vorhanden, oder mag ſie nur gedacht ſeyn.

Der brechende Winkel iſt der Winkel, welchen die beiden Flächen des Prismas mit einander machen.

Hauptſchnitt nennt man den Durchſchnitt des Prismas mit einer auf ſeiner Kante rechtwinkligen Ebene.

Gewöhnlich wendet man Prismen an, welche durch drei rechtwinklige Flächen $ab\,a'b'$, $bc\,b'c'$ und $ca\,c'a'$ begränzt ſind. Wenn das Licht durch die Flächen ab' und ac' hindurchgeht, ſo iſt aa' die brechende Kante und die Fläche bc' die Baſis; bb' iſt die brechende Kante, wenn der Lichtſtrahl durch die Flächen ba' und bc' geht u. ſ. w.

Fig. 471.

Der Hauptſchnitt eines ſolchen Prismas iſt ein Dreieck, und je nachdem dieſes Dreieck rechtwinklig, gleichſchenklig oder gleichſeitig iſt, nennt man auch

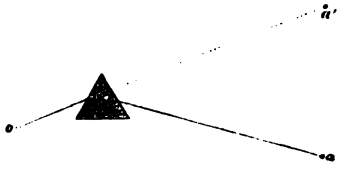
Fig. 472.

das Prisma ſelbſt rechtwinklig, gleichſchenklig oder gleichſeitig.

Gewöhnlich befeſtigt man die Prismen auf einem meſſingenen Statif, Fig. 472. Indem man das Stäbchen *l* in der Röhre, in der es ſteckt, auf- und niederſchiebt, kann man das Prisma höher oder tiefer ſtellen, und mittelſt des Charniers bei *g* kann man ihm jede beliebige Stellung geben.

Hält man ein Prisma ſo, daß die brechende Kante nach oben gerichtet iſt, ſo beobachtet man beim Hindurchſehen zwei merkwürdige Erſcheinungen: erſtens erſcheinen alle Gegenſtände bedeutend von dem Orte, den ſie wirklich einnehmen, verrückt, und zwar ſcheinen ſie gehoben, das Auge *o*, Fig. 473, erblickt durch das Prisma den Gegenſtand *a* in *a'*; zweitens aber ſcheinen ſie mit farbigen Rändern. Wäre die brechende Kante nach unten gerichtet geweſen, ſo würden alle Gegenſtände, durch das Prisma geſehen, nach unten verrückt erſcheinen. Ein vertikales Prisma verrückt die Gegenſtände nach der rechten oder linken Seite, je nachdem die brechende Kante auf der rechten oder linken Seite ſich befindet. Wenn man die Verſuche auf dieſe Weiſe abändert, ſo überzeugt man ſich leicht, daß alle Gegenſtände, durch das Prisma betrachtet, nach der Seite der brechenden Kante hin verrückt erſcheinen.

Fig. 473



Wenn ein Sonnenſtrahl durch eine feine Oeffnung in der Richtung *v d* in ein dunkles Zimmer tritt, und man ihn durch ein Prisma auffängt, ſo beobachtet man ebenfalls eine Ablenkung und eine Färbung. Das Prisma habe eine horizontale Stellung, und ſeine brechende Kante ſey nach oben gerichtet, ſo erblickt man ſtatt des weißen runden Sonnenbildchens, welches ohne das Prisma bei *d* erſchienen wäre, ein ovales mit den Regenbogenfarben gefärbtes Bild, das Sonnenſpectrum, in *r*. Wäre die brechende Kante nach unten gerichtet, ſo würde das farbige Sonnenbild über *d* erſchienen ſeyn. Durch ein vertikales Prisma wird, je nach ſeiner Stellung, das Sonnenbild rechts oder links abgelenkt.

Fig. 474.

Die eben angedeuteten Farbenerſcheinungen werden wir ſpäter betrachten und uns vor der Hand nur mit der Ablenkung beſchäftigen.

Richtung der Strahlen im Prisma und Bedingungen ihres Austritts. 174 Da der Einfallswinkel und der Brechungswinkel ſtets in einer Ebene liegen, ſo iſt klar, daß alle einfallenden Strahlen, welche in der Ebene eines Hauptſchnitts, alſo in einer Ebene liegen, welche auf der brechenden Kante rechtwinklig ſteht, durch das Prisma hindurchgehen, ohne dieſe Ebene zu verlaſſen; um alſo den Gang dieſer Strahlen zu verfolgen, haben wir nur die Richtungsänderung in der Ebene dieſes Hauptſchnitts zu betrachten.

Es ſey as, Fig. 475, die erſte, $a's$ die zweite Fläche eines Glasprismas; li ſey der einfallende, ii' der gebrochene, $i's'$ der aus dem Prisma austretende Strahl. Beim Uebergange aus Luft in Glas wird der einfallende Strahl gebrochen und dem Einfallslothe in genähert; an der zweiten Fläche angekommen, wird er von neuem gebrochen, beim Uebergang in die Luft aber von dem Einfallslothe $i'n'$ entfernt.

Fig. 475.

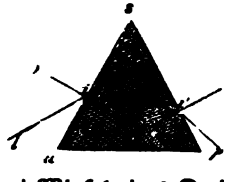
Man ſieht wohl ein, daß die Richtung des austretenden Strahls $i's'$ vom Brechungsexponenten des Glaſes in Beziehung auf Luft von der Größe des brechenden Winkels des Prismas und von dem Einfallswinkel an der erſten Fläche abhängt.

Wir wiſſen, daß ein Lichtſtrahl, welcher ſich in einem Mittel fortpflanzt, welches ſtärker brechend iſt als Luft, nicht immer in die Luft austreten kann, und daß eine totale Reflexion ſtattfindet, wenn der Winkel, den der Strahl mit dem Einfallslothe macht, größer iſt als der Gränzwinkel; wir wollen nun unterſuchen, unter welchen Umſtänden der Austritt aus einem Prisma ſtattfinden kann.

Es ſey v der Werth des Gränzwinkels (für Glas, deſſen Brechungsexponent $= 1{,}533$, iſt $v = 40^0\,43'$) und g der brechende Winkel des Prismas.

Denken wir uns nun in i, d. h. da, wo ein Strahl in das Prisma eintritt, und in i', da, wo er die zweite Fläche trifft, die Einfallslothe errichtet, ſo machen dieſe Einfallslothe einen Winkel z mit einander; es iſt aber $z = 180^0 - g$. Bezeichnen wir mit x und y die Winkel, welche der gebrochene Strahl ii' mit den in i und i' errichteten Einfallslothen macht, ſo ſieht man leicht, daß x, y und z die drei Winkel eines Dreiecks ſind, daß er alſo $y = 180^0 - x - z$; ſetzt man für z ſeinen Werth $180 - g$, ſo kommt

Fig. 476.



$$y = g - x.$$

Ein Austritt des Strahls iſt möglich, ſo lange y kleiner iſt als der Gränzwinkel v. Wenn g gegeben iſt, ſo kann man leicht ermitteln, bis zu wel-

cher Größe x abnehmen darf, wenn noch ein Austritt möglich ſeyn ſoll. Da v der größte Werth iſt, den y haben darf, wenn noch ein Austritt ſtattfinden ſoll, ſo hat man in der letzten Gleichung nur $y = v$ zu ſetzen, um den Gränzwerth von x zu erhalten. Man findet auf dieſe Weiſe

$$x = g - v,$$

ſobald der Strahl li das Prisma ſo trifft, daß der Brechungswinkel x kleiner iſt als der eben angegebene Werth, ſo iſt kein Austritt möglich, denn alsdann wird y größer als v.

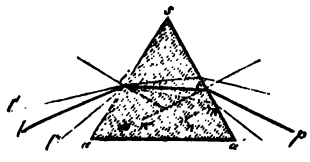
Wenn $g = 2v$, ſo erhält man für den Gränzwerth von x den Werth $x = v$; da der Brechungswinkel x aber immer kleiner iſt als der Gränzwinkel v, ſo iſt bei einem ſolchen Prisma der Austritt der Strahlen nie möglich; ebenſo wenig iſt dieſer Austritt möglich, wenn der brechende Winkel des Prismas den doppelten Werth des Gränzwinkels v noch überſteigt.

Je mehr nun der brechende Winkel g des Prismas abnimmt, deſto kleiner wird auch der Gränzwerth von x, für welchen noch ein Austritt möglich iſt, deſto mehr darf alſo auch der einfallende Strahl li ſich dem Einfallslothe nähern. Wenn $g = v$, ſo iſt der Gränzwerth für x gleich Null, es können alſo alle Strahlen austreten, welche in einer Richtung li einfallen, die innerhalb des Winkels oia liegt. Wenn $g < v$, ſo können auch noch ſolche Strahlen austreten, deren Eintrittsrichtung in den Winkel ois fällt.

175 **Von dem Minimum der durch ein Prisma hervorgebrachten Ablenkung.** Wenn ein Lichtſtrahl ſo durch ein Prisma geht, daß er mit den beiden Flächen gleiche Winkel macht, ſo iſt die Totalablenkung, welche der Strahl durch das Prisma erleidet, kleiner als bei jeder andern Lage des gebrochenen Strahls.

Von der Wahrheit dieſes wichtigen Satzes kann man ſich leicht überzeugen. Der Strahl li, Fig. 477, ſey ſo gebrochen, daß der gebrochene Strahl ii' gleiche Winkel mit den Flächen sa und sa' macht, ſo iſt auch der Brechungswinkel nii' gleich dem Winkel $n'i'i = x$, und die Ablenkung d, die der Strahl bei i erfährt, iſt gleich der Ablenkung bei i', folglich iſt die totale Ablenkung, d. h. der Winkel, welchen der einfallende Strahl li mit dem austretenden $i'p$ macht,

Fig. 477.



$$D = 2d.$$

Wenn nun die Richtung des einfallenden Strahls verändert wird, wenn er etwa in der Richtung $l'i$ einfiele, ſo würde der gebrochene Strahl die Richtung im haben, der Brechungswinkel nim wäre alſo jetzt kleiner als x, während der Winkel den im mit dem in m errichteten Einfallslothe

macht, um eben so viel größer ist als x, die Ablenkung bei i hat also abgenommen, auf der andern Seite aber hat sie zugenommen. Bezeichnen wir die Abnahme der Ablenkung bei i mit α, so ist jetzt hier die Ablenkung $d - \alpha$. Nach der auf Seite 389 angestellten Betrachtung muß aber die Ablenkung bei m um mehr als α zugenommen haben, wir können also die bei m stattfindende Ablenkung mit $d + \alpha + \beta$ bezeichnen. Die Totalablenkung D' ist aber die Summe der an beiden Flächen stattfindenden Ablenkungen, also

$$D' = d - \alpha + d + \alpha + \beta$$

oder

$$D' = 2d + \beta,$$

sie ist also größer als die Ablenkung D.

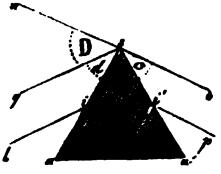
Hätte der einfallende Strahl die Richtung $l''i$ gehabt, so wäre die Ablenkung an der ersten Fläche größer als d, an der zweiten kleiner als d geworden, die Zunahme der Ablenkung an der ersten Fläche ist aber bedeutender als die Abnahme an der zweiten, folglich ist auch in diesem Falle die Totalablenkung größer als bei symmetrischem Durchgange des Strahls.

Wenn man durch ein Prisma das Bild eines Gegenstandes betrachtet, so kann man durch Drehung des Prismas leicht die Stellung ausmitteln, für welche die Ablenkung ein Minimum ist; hat man das Prisma so gestellt, so macht auch der gebrochene Strahl im Prisma gleiche Winkel mit den Seitenflächen, oder mit anderen Worten, er steht rechtwinklig auf der Halbirungslinie des brechenden Winkels.

Kennt man den brechenden Winkel g eines Prismas und das Minimum der Ablenkung, welches durch dasselbe hervorgebracht wird, so reichen diese Data hin, um den Brechungsexponenten des Stoffes zu bestimmen, aus welchem das Prisma gemacht ist.

In Fig. 478 sey $lii'p$ ein Lichtstrahl, welcher das Prisma symmetrisch durchläuft, so ist der Winkel d, den li mit as macht, gleich dem Winkel $a'i'p = 90^0 - a$, wenn mit a der Einfallswinkel bezeichnet wird. Denken wir uns nun durch die Spitze s des Prismas no parallel mit dem austretenden und qs parallel mit dem eintretenden Strahle gezogen, so ist qsn der Ablenkungswinkel D. Nun aber ist

Fig. 478.



$$D = 180 - d - g - c,$$

ferner ist $d = c = 90^0 - a$, also

$$D = 2a - g$$

und daraus

$$a = \frac{D + g}{2}.$$

In der vorigen Nummer haben wir geſehen, daß

$$x + y = g,$$

wenn x und y die Winkel bezeichnen, welche der gebrochene Strahl mit den auf der Eintritts- und Austrittsfläche errichteten Einfallslothen macht. In unſerm Falle iſt aber $x = y$, folglich $x = \frac{g}{2}$. Der Brechungsexponent n wird bekanntlich gefunden, wenn man den Sinus des Einfallswinkels durch den Sinus des Brechungswinkels dividirt, es iſt alſo

$$n = \frac{sin.\ a}{sin.\ x},$$

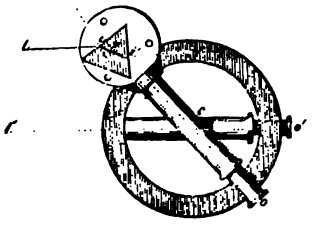
und wenn man für a und x die eben ermittelten Werthe ſetzt,

$$n = \frac{sin.\ \frac{D+g}{2}}{sin.\ \frac{g}{2}}.$$

Nach dieſer wichtigen Formel kann man alſo ſtets den Brechungsexponenten n für ein Prisma berechnen, wenn man das Minimum der Ablenkung beobachtet hat, welche es hervorbringt, und wenn ſein brechender Winkel g gemeſſen worden iſt.

176 **Beſtimmung des Brechungsexponenten feſter und flüſſiger Körper.** Um den Brechungsexponenten feſter Körper zu finden, muß man, wie wir eben geſehen haben, ein Prisma aus demſelben verfertigen. Den brechenden Winkel dieſes Prismas kann man mit Hülfe eines Goniometers, das Minimum der Ablenkung aber auf folgende Weiſe finden. Das Prisma wird vertikal auf eine kleine Platte geſetzt, welche vor dem Objectiv eines Theodolithfernrohrs befeſtigt iſt, wie man dies Fig. 479 ſieht.

Fig. 479.



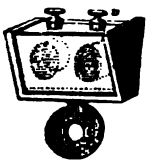
Man kann nun leicht das Fernrohr ſo drehen, daß man in der Richtung $i'o$ das Bild eines entfernten Viſirpunktes erblickt, welcher ſeine Strahlen in der Richtung li auf das Prisma ſendet. Sieht man einmal durch das Fernrohr das gebrochene Bild des Viſirpunktes, ſo kann man leicht das Prisma um ſeine vertikale Axe etwas drehen, da die Platte, auf der es ſteht, um eine vertikale Axe drehbar ſeyn muß. Durch eine ſolche Drehung des Prismas ändert ſich aber auch die Lage des Bildes, man kann ihm aber leicht durch gehörige Drehung des Fernrohrs folgen. Nach wenigen Verſuchen findet man auf dieſe Weiſe leicht die Lage, in welcher das Prisma die kleinſte Ablenkung hervorbringt.

um nimmt man das Prisma weg, richtet das Fernrohr direct auf den ifirpunkt und lieſ't dann auf dem getheilten Kreiſe den Winkel ab, lchen die beiden Lagen des Fernrohrs $o i'$ und $o' l'$ mit einander machen. ieſer Winkel iſt offenbar das Minimum der durch das Prisma hervorbrachten Ablenkung.

Fig. 480.

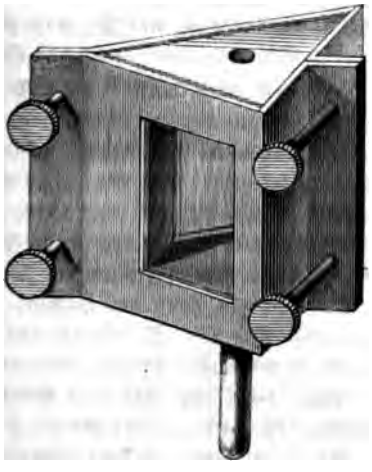
Für Flüſſigkeiten bedient man ſich genau deſſelben Verfahrens; um ihnen aber die Geſtalt eines Prismas zu geben, verfährt man ſo: Man bohrt durch zwei Flächen eines Glasprismas ein Loch, wie man Fig. 480 ſieht, und dann ein kleineres, von der Baſis des Prismas bis auf dieſe Höhlung. Auf die beiden Flächen, durch welche die Oeffnung geht, werden dann Platten von geſchliffenem Spiegelglas aufgelegt und durch eine Meſſingfaſſung gehörig feſtgehalten. Das ſo gebildete Hohlprisma wird dann durch die kleine Oeffnung mit der Flüſſigkeit gefüllt. Fig. 481 ſtellt ein ſolches Prisma dar, in welchem ſich zwei Hohlprismen neben einander befinden. Die kleinen Seitenöffnungen werden nach der Füllung der Prismen durch eingeriebene Stöpſel verſchloſſen.

Fig. 481.



Eine andere Form des Hohlprismas iſt Fig. 482 dargeſtellt. Ein riſeitiges Prisma von Meſſing (beſſer wäre Glas, damit man auch luren einfüllen kann) iſt durchbohrt, wie man es Fig. 482 ſieht. Die Oeffnung iſt entweder viereckig, wie ſie die Figur zeigt, oder ſie iſt rund; letzteres iſt für kleinere Prismen beſſer. Auf den beiden Seiten, welche die brechenden Flächen des Prismas bilden, ſind Platten von Spiegelglas aufgelegt, welche durch Hülſen von Meſſingblech mit Hülfe von 4 Schrauben auf die Flächen des Hohlprismas aufgepreßt werden. Oben iſt eine Oeffnung, durch welche die Flüſſigkeit eingefüllt und welche ſelbſt durch einen Stöpſel verſchloſſen werden kann. An kleineren Prismen iſt an jeder Seite nur eine Schraube angebracht.

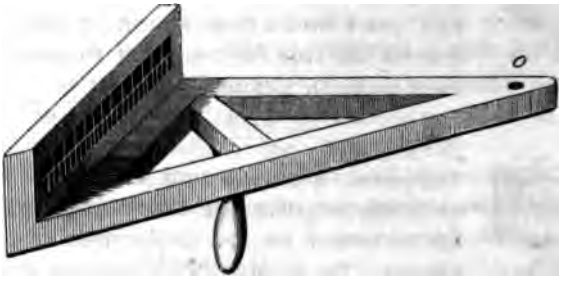
Fig. 482.



Das oben angegebene Meſſungsverfahren, durch welches das Minimum der Ablenkung eines Prismas ermittelt wird, giebt den Werth des Ablenkungswinkels mit großer Genauigkeit; in vielen Fällen aber, in welchen es genügt, den Brechungsexponenten bis auf zwei, vielleicht auch drei Decimalſtellen genau zu haben, iſt dies Verfahren doch etwas umſtändlich und es erfordert doch auch ſchon ziemlich koſtbare Apparate.

In ſolchen Fällen läßt ſich der Apparat Fig. 483 mit Vortheil an-

Fig. 483.



wenden. Er beſteht aus einem hölzernen Dreiecke, an welchem unten ein Griff befeſtigt iſt, ſo daß man es wie einen Spiegelſextanten bequem horizontal halten kann. An einer Seite des rechten Winkels ſteht ein Brettchen vertikal, und auf dieſem befindet ſich eine Theilung. Bei o befindet ſich ein Loch, und ein von demſelben auf das vertikale Brettchen gefälltes Perpendikel trifft den Nullpunkt der Theilung. In dieſes Loch wird nun das Prisma eingeſetzt; für Flüſſigkeiten ein kleines Hohlprisma von der Art wie Fig. 482.

Wenn das Hohlprisma bis zur Hälfte mit einer Flüſſigkeit gefüllt iſt, ſo erblickt man durch den unteren Theil deſſelben das gebrochene, nach der linken Seite hin verſchobene Bild des Nullpunktes der Scala, während man durch den oberen Theil die Scala direct ſieht. Die Stelle, an welcher das gebrochene Bild des Nullpunktes erſcheint, iſt veränderlich, je nachdem man das Prisma um ſeine vertikale Axe etwas mehr nach der einen oder der andern Seite dreht, es läßt ſich aber durch ein ſolches Drehen ſtets leicht eine Stellung des Prismas ausfindig machen, für welche die Ablenkung ein Minimum iſt. Wenn z. B. Waſſer in das Prisma gefüllt worden iſt, ſo giebt es eine beſtimmte Stellung, für welche das Bild des Nullpunktes mit dem durch den oberen Theil des Prismas geſehenen 58. Theilſtriche zuſammenfällt, für jede andere Stellung des Prismas wird das Bild des Nullpunktes noch weiter abgelenkt erſcheinen.

Wenn das Prisma ſo geſtellt iſt, daß das Bild des Pfeiles ein Mini-

mum von Ablenkung erfährt, so läßt sich der Brechungsexponent der Flüssigkeit im Prisma leicht aus dem beobachteten Ablenkungswinkel und dem brechenden Winkel des Prismas berechnen.

Der brechende Winkel des Prismas ist für unser Instrument 45°.

Der Ablenkungswinkel ergiebt sich aus der Beobachtung des Theilstriches, mit welchem das Bild des Nullpunktes zusammenfällt; man hat nämlich nur die Zahl dieses Theilstriches durch die Entfernung des Prismas von der Scala zu dividiren, um die Tangente des Ablenkungswinkels zu finden. Die Entfernung des Prismas von der Scala beträgt in unserm Instrumente 200^{mm}, und wenn das Prisma mit Wasser gefüllt ist, so erscheint das Bild des Pfeiles um 58^{mm} nach der Linken gerückt, die Tangente des Ablenkungswinkels ist also in diesem Falle

$$\frac{58}{200} = 0{,}29.$$

Der Ablenkungswinkel selbst ist also in diesem Fall 16° 10′ 20″.

Den Brechungsexponenten der zu untersuchenden Flüssigkeit berechnet man nun nach der Formel

$$n = \frac{\sin. \frac{D+g}{2}}{\sin. \frac{g}{2}},$$

in welcher g den brechenden Winkel des Prismas und D das Minimum des Ablenkungswinkels bezeichnet; für unser Instrument ist $g = 45$ und bei dem eben besprochenen Beispiele $D = 16° 10′ 20″$.

Um die jedesmalige Berechnung der Brechungsexponenten zu ersparen, sind in der folgenden Tabelle die Brechungsexponenten zusammengestellt, welche den einzelnen Theilstrichen der Scala von 10 zu 10 entsprechen:

Scalentheile.	Entsprechende Brechungsexponenten.	Differenzen des Brechungsexponenten für einen Scalentheil.
50	1,2875	
		0,00525
60	1,3400	
		0,00504
70	1,3904	
		0,00481
80	1,4385	
		0,00459
90	1,4844	
		0,00435
100	1,5279	
		0,00411
110	1,5690	
		0,00385
120	1,6081	
		0,00368
130	1,6449	
		0,00347
140	1,6796	
		0,00325
150	1,7121	
		0,00309
160	1,7430	
		0,00292
170	1,7715	
		0,00270
180	1,7985	
		0,00255
190	1,8240	
		0,00232
200	1,8572	

Erſchiene z. B. für eine beſtimmte Flüſſigkeit beim Minimum der Ablenkung das Bild des Nullpunktes beim Theilſtriche 80, ſo wäre der Brechungsexponent dieſer Flüſſigkeit 1,4385.

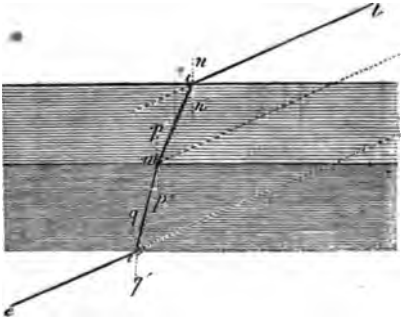
Um auch leicht die Brechungsexponenten für die Zwiſchenabtheilungen der Scala finden zu können, ſind in der letzten Columne der Tabelle die Differenzen der Brechungsexponenten angegeben, welche den einzelnen Theilſtrichen entſprechen. Hätte man z. B. den Nullpunkt beim Theilſtriche 113 beobachtet, ſo hätte man zu dem Brechungsexponenten, welcher dem Theilſtriche 110 entſpricht, alſo zu 1,5690 noch dreimal die Differenz 0,00385 zu addiren, der Brechungsexponent, welcher dem Theilſtriche 113 entſpricht, iſt alſo $1{,}5690 + 0{,}00385 \times 3 = 1{,}5690 + 0{,}01155 = 1{,}58055$.

Da der Brechungsexponent für verſchiedene Farben nicht gleich iſt, ſo muß man, um genaue Reſultate zu erhalten, den Brechungsexponenten für irgend eine beſtimmte Farbe ermitteln, und dies geſchieht am beſten, wenn man durch farbige, etwa durch rothe, Gläſer beobachtet.

Die Zahlen der Tabelle auf S. 386 beziehen ſich auf den Fall, daß die Lichtſtrahlen aus dem leeren Raume in die fraglichen Mittel übergehen; wenn aber ein Strahl z. B. aus Waſſer in Glas überginge, ſo iſt klar, daß für dieſen Fall der Brechungsexponent ein anderer ſeyn wird, als wenn der Strahl aus dem leeren Raume in Glas überginge. Es ſey n der Brechungsexponent für den Uebergang aus dem leeren Raume in Glas, n' für den Uebergang aus dem leeren Raume in Waſſer, ſo iſt $\frac{n}{n'}$ der Brechungsexponent für den Uebergang aus Waſſer in Glas.

Um dies zu beweiſen, braucht man nur zwei parallele Platten auf einander zu legen, und man wird finden, daß der austretende Strahl $e\,i$ dem eintretenden immer parallel iſt. Wenn nun n und n' die Brechungs-

Fig. 484.



exponenten des ersten und des zweiten Mittels für den leeren Raum sind, so hat man

$$\frac{\sin. a}{\sin. b} = n \text{ und } \frac{\sin. a'}{\sin. b'} = \frac{1}{n'},$$

wenn a = Winkel $l\ i\ n$,
b = Winkel $m\ i\ n' = i\ m\ p$,
a' = Winkel $m\ i'\ q = i'\ m\ p'$,
b' = Winkel $e\ i'\ q'$ ist.

Da nun aber $a = b'$, so folgt

$$\frac{\sin. a'}{\sin. b} = \frac{n}{n'}.$$

Es geht daraus hervor, daß, wenn ein Lichtstrahl eine ganze Reihe von parallelen Platten durchläuft, doch endlich wieder parallel mit seiner ursprünglichen Richtung austreten wird.

Vom Brechungsvermögen und der brechenden Kraft. Man ist 177
übereingekommen, das um die Einheit verminderte Quadrat des Brechungsexponenten, also den Werth $n^2 - 1$, die brechende Kraft, den Quotienten aber, welchen man erhält, wenn man die brechende Kraft eines Körpers mit seiner Dichtigkeit dividirt, also $\frac{n^2 - 1}{d}$, sein Brechungsvermögen zu nennen.

Diese Definitionen sind nicht ganz willkürlich, wie es auf den ersten Blick wohl scheinen möchte. Die brechende Kraft ist nach der Emissionstheorie der Zuwachs, welchen das Quadrat der Geschwindigkeit des Lichts beim Uebergange aus dem leeren Raume in einen brechenden Körper erleidet, denn nach dieser Theorie nimmt die Geschwindigkeit des Lichts beim Uebergange in stärker brechende Mittel zu.

Man kann die brechende Kraft eines Körpers auf absolute und relative Weise bestimmen; so sind z. B. 1,326 und 0,785 die absoluten brechenden Kräfte oder die Werthe von $n^2 - 1$ für Glas und Wasser; dividirt man aber die erstere Zahl durch die zweite, so erhält man 1,690, welches die relativ brechende Kraft des Glases zu der des Wassers ist.

Das Brechungsvermögen, also der Werth von $\frac{n^2 - 1}{d}$ ist für Glas 0,533, für Wasser 0,785; das Brechungsvermögen des Glases auf das des Wassers bezogen ist aber $\frac{0{,}533}{0{,}785} = 0{,}679$.

Wenn ein Körper sich ausdehnt oder verdichtet, so ändert sich sowohl sein Brechungsexponent, als auch seine Dichtigkeit, sein Brechungsvermögen scheint aber constant zu bleiben, so lange der Körper nicht in den gasförmigen Zustand übergeht.

178 **Beſtimmung des Brechungsexponenten für Gaſe.** Um den Brechungsexponenten der Luft zu finden, könnte man einen Lichtſtrahl aus dem leeren Raume in ein Luftprisma von bekanntem brechenden Winkel übergehen laſſen; der umgekehrte Verſuch aber, nämlich den Strahl aus der umgebenden Luft in ein luftleeres Prisma treten zu laſſen, iſt weit leichter anzuſtellen.

Arago und Biot wandten ein Glasprisma an, wie es Fig. 485, von oben geſehen, dargeſtellt iſt. Es beſteht aus einer Glasröhre $t\,t'$, welche 20 bis 30 Centimeter lang iſt und 4 bis 5 Centimeter im Durchmeſſer hat. Die beiden Enden der Röhre ſind nach den Richtungen $t\,f$ und $t'\,f'$ ſchräg abgeſchliffen und durch Glasplatten, deren Flächen genau parallel ſind, hermetiſch verſchloſſen. Der Winkel, welchen dieſe beiden Platten mit einander machen, alſo der brechende Winkel des Prismas, muß wegen der ſchwachen Brechung des Lichts in den Gaſen ſehr groß ſeyn. An dem von Biot und Arago angewandten Apparate betrug dieſer Winkel 143° 7′ 28″. In der Mitte der Länge der Röhre und parallel mit den Flächen des Prismas ſind zwei einander entgegengeſetzte Oeffnungen angebracht, um nach Belieben mittelſt einer Luftpumpe das Prisma luftleer zu machen, oder ein Gas einzuführen, welches man dem Verſuche unterwerfen will. In dieſen beiden Oeffnungen ſind Röhrchen eingekittet, welche auf paſſende Weiſe mit Hähnen verſehen ſind und die mit einem Barometer communiciren, welches in jedem Augenblicke den Druck des inneren Gaſes angiebt.

Fig. 485.

Nehmen wir an, das Prisma ſey luftleer, die brechende Kante ſey vertikal und das Ganze ſo aufgeſtellt, daß man nach einem entfernten Punkte viſiren kann. Ein Beobachter in o ſieht dann in der Richtung $o\,l$ den Viſirpunkt direct, in der Richtung $o\,e$ aber das gebrochene Bild deſſelben. Der Winkel $l\,o\,e$ muß nun mit großer Genauigkeit gemeſſen werden, da er höchſtens 5 bis 6 Minuten beträgt. Iſt dieſer Winkel und der brechende Winkel des Prismas bekannt, ſo kann man nach der obigen Formel den Brechungsexponenten berechnen, wenn man dem Prisma eine ſolche Stellung gegeben hatte, daß die Ablenkung ein Minimum iſt; es ſind jedoch noch einige Correctionen wegen der noch im Prisma zurückgebliebenen Luft und wegen des unvollkommenen Parallelismus der Flächen der Glasplatten anzubringen.

Durch oft wiederholte genaue Verſuche haben Arago und Biot gefunden, daß für den Uebergang des Strahls aus dem abſolut leeren

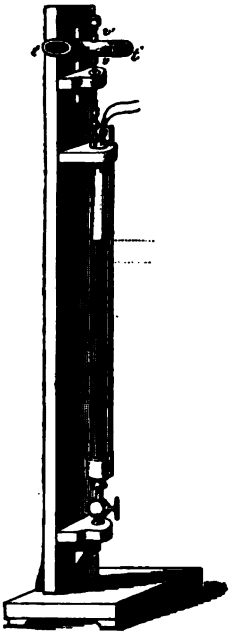
Raume in Luft von 0° und unter einem Drucke von 760 Millimetern der Brechungsexponent

1,000294,

und daß also die brechende Kraft der Luft 0,000588 ist. Dies Resultat stimmt genau mit dem überein, welches Delambre aus der astronomischen Refraction abgeleitet hat.

Ist einmal der Brechungsexponent der Luft bekannt, so füllt man das Prisma mit den zu untersuchenden Gasen, beobachtet die Ablenkung und leitet dann aus dieser Beobachtung ihren Brechungsexponenten ab. Arago und Biot haben diese Versuche mit Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff, Ammoniak, Kohlensäure und Chlorwasserstoffsäure angestellt und haben gefunden, daß die brechende Kraft der Gase ihrer Dichtigkeit proportinal ist oder, was dasselbe ist, daß das Brechungsvermögen eines Gases constant bleibt, wie sich auch der Druck und die Temperatur ändern möge. Dies gilt auch noch für gemischte Gase, d. h. die brechende Kraft einer solchen Mischung ist die Summe der brechenden Kräfte der gemischten Elemente; wir werden jedoch sogleich sehen, daß dies nach den Untersuchungen von Dulong nicht mehr der Fall ist, wenn die Gase sich chemisch verbinden.

Fig. 486.



Dulong hatte sich hauptsächlich vorgesetzt, das Brechungsvermögen der Gase bei gleichem Drucke und bei gleicher Temperatur zu vergleichen. Ein sinnreicher Kunstgriff, den er anwandte, machte ihm möglich, seinen Resultaten eine wahrhaft bewundernswürdige Genauigkeit zu geben. Dieser Kunstgriff besteht darin, den Gasen eine solche Dichtigkeit zu geben, daß sie genau dieselbe Ablenkung hervorbringen. Zu diesem Zwecke wandte er ein dem vorigen ähnliches Prisma an, dessen brechender Winkel ungefähr 145° betrug, welches mit einem Reservoir r, Fig. 486, in Verbindung steht und welches man von der einen Seite her mittelst einer Luftpumpe luftleer machen und von der andern mit einem Gase füllen kann, dessen Druck sich nach Belieben ändern läßt. Zuerst füllt man das Prisma mit trockner Luft vom Drucke und der Temperatur der umgebenden Atmosphäre. Mit einem guten in einiger Entfernung aufgestellten Fernrohre visirt man nun nach dem durch

das Prisma gebrochenen Bilde eines entfernten Viſirpunktes; iſt dies geſchehen, ſo wird das Fernrohr in dieſer Stellung befeſtigt, das Prisma, ohne es zu verrücken, luftleer gemacht und dann ein anderes Gas, etwa Kohlenſäure, eingefüllt. Indem man nun den Druck dieſes Gaſes variirt, kann man es leicht dahin bringen, daß das Bild des Viſirpunktes wieder im Fadenkreuze des Fernrohrs einſteht. Die Temperatur iſt dieſelbe geblieben; der Druck der Kohlenſäure im Prisma mag aber z. B. 498^{mm} betragen. Da die Kohlenſäure unter dieſem Drucke das Licht ebenſo ſtark ablenkt, wie die Luft unter einem Drucke von 760^{mm}, ſo iſt klar, daß ſie unter dieſen Umſtänden denſelben Brechungsexponenten und dieſelbe brechende Kraft hat wie die Luft; da aber die brechende Kraft der Dichtigkeit proportional iſt, ſo hat man

$$498 : 760 = 1 : x,$$

woraus $x = 1{,}526$ folgt, was der Werth der brechenden Kraft der Kohlenſäure für einen Druck von 760^{mm} und die Temperatur der umgebenden Luft iſt.

Durch ſolche Verſuche erhält man die brechende Kraft der Gaſe mit der der Luft verglichen. Die von Dulong erhaltenen Reſultate ſind in folgender Tabelle zuſammengeſtellt.

Namen der Gaſe.	Brechende Kraft im Vergleich mit der der Luft.	Abſolute brechende Kraft.	Brechungsexponenten.
Atmoſphäriſche Luft	1,000	0,000589	1,000294
Sauerſtoff	0,924	0,000544	1,000272
Waſſerſtoff	0,470	0,000277	1,000138
Stickſtoff	1,020	0,000601	1,000300
Ammoniakgas	1,309	0,000771	1,000385
Kohlenſäure	1,526	0,000699	1,000449
Chlor	2,623	0,001545	1,000772
Chlorwaſſerſtoffſäure	1,527	0,000899	1,000449
Stickoxydgas	1,710	0,001007	1,000503
Salpetergas	1,030	0,000606	1,000303
Kohlenoxydgas	1,157	0,000681	1,000340
Cyangas	2,832	0,001668	1,000834
Oelbildendes Gas	2,302	0,001356	1,000678
Sumpfgas	1,504	0,000886	1,000443

Namen der Gase.	Brechende Kraft im Vergleich mit der der Luft.	Absolute brechende Kraft.	Brechungsexponenten.
Salzsäureäther	3,720	0,002191	1,001095
Cyanwasserstoffsäure	1,531	0,000903	1,000451
Schweflige Säure	2,260	0,001331	1,000665
Schwefelwasserstoffgas	2,187	0,001288	1,000644
Schwefeläther dampf	5,197	0,003061	1,00153
Schwefelkohlenstoffdampf . . .	5,110	0,003010	1,00150
Phosphorwasserstoffgas	2,682	0,001579	1,000789

Die Zahlen der ersten Columne sind das directe Resultat der Beobachtung; multiplicirt man sie mit 0,000589, welches die absolute brechende Kraft der Luft ist, so erhält man die Zahlen der zweiten Columne oder $n^2 - 1$; um daraus nun die Brechungsexponenten zu erhalten, hat man 1 zu addiren und dann die Quadratwurzel auszuziehen.

Aus der Vergleichung dieser Zahlen lassen sich folgende Resultate ziehen:

1) Zwischen der Dichtigkeit und der brechenden Kraft eines Gases und den entsprechenden Größen eines andern findet keine Beziehung Statt.

2) Die brechende Kraft einer Mischung ist die Summe der brechenden Kräfte der gemischten Elemente. Die Luft besteht z. B. aus 0,21 Sauerstoff und 0,97 Stickstoff; multiplicirt man nun die brechende Kraft des Sauerstoffs 0,924 mit 0,21, die des Stickstoffs 1,020 mit 0,79, so erhält man die Producte 0,19404 und 0,80580, deren Summe 0,99984 in der That nur sehr wenig von 1 abweicht. Dulong hat auch mehrere Versuche mit künstlichen Mischungen gemacht, welche die Richtigkeit dieses Satzes bestätigten.

3) Wenn ein Gas eine chemische Verbindung ist, so ist seine brechende Kraft bald größer, bald kleiner als die Summe der brechenden Kräfte seiner Elemente, wie man aus der folgenden Tabelle ersieht.

Namen der Gaſe.	Brechende Kraft		Differenz.
	beobachtet	berechnet	
Ammoniak	1,309	1,216	+0,093
Stickſtoffoxydgas	1,710	1,482	+0,228
Salpetergas	1,030	0,972	+0,058
Waſſerdampf	1,000	0,933	+0,067
	3,936	3,784	+0,015
Salzſäureäther	3,720	3,829	−0,089
	1,521	1,651	−0,130
Kohlenſäure	1,526	1,629	−0,093
Chlorwaſſerſtoffſäure	1,527	1,547	−0,020

wobei die brechende Kraft der Luft zur Einheit genommen iſt.

Die Differenzen zwiſchen der beobachteten und der berechneten brechenden Kraft ſind zu groß, als daß ſie von Beobachtungsfehlern herrühren könnten.

4) Das Brechungsvermögen einer Subſtanz im flüſſigen Zuſtande iſt größer als das Brechungsvermögen deſſelben Körpers, wenn er ſich im gasförmigen Zuſtande befindet. In der That iſt das Brechungsvermögen des Schwefelkohlenſtoffdampfes, bezogen auf Luft, gleich $\frac{5,110}{2,644} = 1,932$, denn 2,644 iſt die Dichtigkeit des Schwefelkohlenſtoffdampfes. Der flüſſige Schwefelkohlenſtoff hat eine Dichtigkeit 1,263 und einen Brechungsexponenten 1,678, ſeine abſolute brechende Kraft iſt alſo 1,816, ſein abſolutes Brechungsvermögen 1,438. Da aber die Luft eine abſolute brechende Kraft 0,000588 und im Verhältniß zum Waſſer eine Dichtigkeit 0,001299 hat, ſo iſt ihr abſolutes Brechungsvermögen 0,453. Demnach iſt die brechende Kraft des flüſſigen Schwefelkohlenſtoffs im Verhältniß zur Luft $\frac{1,438}{0,453} = 3,176$; das Brechungsvermögen des flüſſigen Schwefelkohlenſtoffs iſt alſo größer als 3, das ſeines Dampfes kleiner als 2.

Linſen.

179 **Allgemeine Eigenſchaften der Linſen.** Linſen nennt man durchſichtige Körper, welche die Eigenſchaft haben, die Convergenz durchgehender Strahlen zu vergrößern oder zu verkleinern.

Wir beſchäftigen uns hier nur mit ſphäriſchen Linſen, d. h. mit ſolchen, deren Gränzflächen nur Stücke von Kugeloberflächen und Ebenen ſind, weil dieſe allein zu optiſchen Inſtrumenten verwendet werden. Man hat außerdem noch elliptiſche, paraboliſche, cylindriſche u. ſ. w. Linſen, welche analoge Erſcheinungen zeigen wie die ſphäriſchen.

Man unterſcheidet 6 verſchiedene Arten von Linſen, welche Fig. 487 im Durchſchnitte dargeſtellt ſind. *a* ſtellt eine biconvexe Linſe dar, d. h. eine ſolche, die durch zwei nach außen gewölbte Kugelflächen begränzt iſt. Die planconvexe Linſe *b* iſt durch eine ebene und eine convexe Fläche begränzt. Die concav-convexen Linſen, welche durch eine convexe und eine hohle Fläche begränzt ſind, wie *c* und *f*, werden auch Menisken genannt; man unterſcheidet zwei Arten derſelben, je nachdem die Krümmung der hohlen Fläche geringer iſt, wie bei *c*, oder ſtärker wie bei *f*. *d* ſtellt eine biconcave, *e* eine planconcave Linſe vor.

Fig. 487.

Die drei erſteren, *a*, *b* und *c*, ſind in der Mitte dicker als am Rande, und heißen Sammellinſen.

Die drei letzteren, *d*, *e* und *f*, welche in der Mitte dünner ſind als am Rande, heißen Zerſtreuungslinſen.

Die Axe einer Linſe iſt die gerade Linie, welche die Mittelpunkte der beiden Kugeloberflächen verbindet, durch welche die Linſe gebildet wird. Bei den planconvexen und planconcaven Linſen iſt die Axe das von dem Mittelpunkt der Krümmung auf die Ebene gefällte Perpendikel.

Um die wichtigſten Sätze über die Brechung des Lichts durch Linſen zu entwickeln, müſſen wir noch einmal zu den Prismen zurückkehren und den Fall näher in's Auge faſſen, daß der brechende Winkel des Prismas ſehr klein iſt.

Für den Fall der kleinſten Ablenkung iſt der Werth der Ablenkung

$$D = 2a - g,$$

wo a den Einfallswinkel und g den brechenden Winkel des Prismas bezeichnet. Wenn der Brechungswinkel des Prismas ſehr klein iſt, ſo trifft der im Fall der kleinſten Ablenkung einfallende Strahl die Einfallsebene ſehr nahe rechtwinklig, wie man Fig. 488 (a. f. S.) ſehen kann; der Einfallswinkel ſowohl als der Brechungswinkel ſind alsdann ebenfalls ſehr klein. Der Sinus des Brechungswinkels x iſt dem Sinus des Einfalls-

winkels a proportional, ſo lange aber x und a klein ſind, verhalten ſich die Sinus wie die Winkel ſelbſt, es iſt alſo $a = nx$.

Fig. 488.

wenn mit n der Brechungsexponent der Subſtanz bezeichnet wird, aus welcher das Prisma verfertigt iſt; wir haben demnach

$$D = 2nx - g,$$

Nun iſt aber $x = \frac{g}{2}$, wie ſchon oben S. 394 gezeigt wurde, alſo

$$D = 2n\frac{g}{2} - g = g\,(n-1),$$

d. h. wenn der brechende Winkel der Prismen klein iſt, ſo iſt die durch ſie hervorgebrachte Ablenkung der Strahlen im Falle des Minimums dem brechenden Winkel des Prismas proportional.

In Fig. 489 iſt $abcd$ ein längliches Rechteck, an welches ſich oben das Paralleltrapez $abgf$, unten aber ein ganz gleiches anſetzt; oben ſetzt ſich dann ein Dreieck fgh und unten ein gleiches an. Die beiden nicht parallelen Seiten der Paralleltrapeze bilden verlängert ein gleichſchenkliges Dreieck, deſſen ſpitzer Winkel halb ſo groß ſeyn ſoll, als der ſpitze Winkel des oberen Dreiecks bei h.

Fig. 489.

Denkt man ſich die ganze Figur um die Axe MN umgedreht, ſo entſteht ein aus mehreren Zonen gebildeter linſenartiger Körper. Die Mitte deſſelben bildet eine ebene Scheibe.

Wenn nun Lichtſtrahlen, von einem Punkte der Axe MN ausgehend, dieſes Zonenſyſtem treffen, ſo kann man die Ablenkung, welche die Lichtſtrahlen in einer jeden Zone erleiden, nach den Geſetzen der Brechung in Prismen entwickeln.

Der Punkt S liege ſo, daß ein von hier ausgehender Lichtſtrahl, welcher die Fläche ag in i trifft, beim Durchgang durch $abgf$ das Minimum der Ablenkung erfährt, ſo wird der austretende Strahl mit dem einfallenden ganz ſymmetriſch ſeyn, er ſchneidet die Axe in einem Punkte R, welcher von der Linſe eben ſo weit abſteht als S.

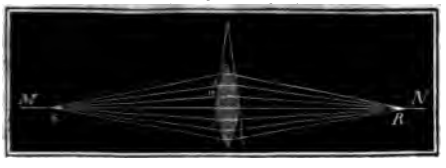
Ein Lichtſtrahl, welcher in dem Dreieck hfg das Minimum der Ablenkung erleidet, wird von ſeiner urſprünglichen Richtung doppelt ſo ſtark abgelenkt als in $fgad$, weil der brechende Winkel des oberen Prismas

doppelt so groß ist als der des unteren. Ein solcher Lichtstrahl nun, welcher in dem oberen Dreieck das Minimum der Ablenkung erleidet, geht durch dieses Dreieck nach einer Richtung lm, welche mit der Axe MN parallel ist, der eintretende Strahl sowohl als der austretende wird aber mit dieser horizontalen Richtung nothwendig einen doppelt so großen Winkel machen als der eintretende und austretende Strahl, welcher dem Minimum der Ablenkung in $abfg$ entspricht; wenn also von S ein Strahl So ausgeht, welcher mit MN einen doppelt so großen Winkel macht als Si, so wird er in fgh das Minimum der Ablenkung erleiden, und auf der andern Seite symmetrisch austretend nach R gebrochen werden. Der Strahl $SlmR$ passirt die Linse in einer doppelt so großen Entfernung von der Axe als der Strahl $Sikl$, welcher nur eine halb so starke Ablenkung erleidet.

Fig 490.

Denken wir uns nun die gebrochenen Linien $dbfh$ und $cagh$ der vorigen Figur durch Kreisbogen ersetzt, deren Mittelpunkte auf der Axe MN liegen, so erhält man statt des eben betrachteten linsenförmigen Körpers eine förmliche Linse, Fig. 491, und ein Lichtstrahl, welcher an irgend einer Stelle, etwa in a, die Linse trifft, wird gerade so gebrochen, als sey er auf ein Prisma gefallen, dessen Durchschnitt man erhält, wenn man in a und dem gegenüber liegenden Punkte Tangenten an die Kreisbogen zieht.

Fig. 491.



Zöge man nun an einer zweiten Stelle b, welche doppelt so weit von der Axe entfernt ist als a, auf beiden Seiten solche Tangenten, so würden sich diese unter einem Winkel schneiden, welcher doppelt so groß ist als der Winkel, unter welchem sich die bei a gezogenen Tangenten schneiden.

Wenn nun ein Lichtstrahl die Linse bei a parallel mit der Axe durchläuft, so wird er von seinem Eintritt und nach seinem Austritt aus der Linse gleiche Winkel mit der Axe machen, er wird sie in Punkten S und R schneiden, welche zu beiden Seiten gleich weit von der Linse abstehen. Wenn nun von S ein zweiter Lichtstrahl ausgeht, welcher die Linse in b trifft, so wird er eine doppelt so starke Ablenkung erfahren als bei a, und deshalb ebenfalls nach R hin gebrochen werden. Ein Lichtstrahl, welcher, von S ausgehend, in c, d. h. in einem Punkte die Linse trifft, welcher

dreimal ſo weit von der Axe entfernt iſt als a, wird eine dreimal ſtärkere Ablenkung erfahren, als die bei a einfallenden, und deshalb auch nach demſelben Punkte R hin gebrochen werden.

Was für die Punkte a, b und c geſagt wurde, gilt auch für die zwiſchenliegenden; für eine ſolche Linſe, wie Fig. 491, gibt es alſo auf der Axe einen Punkt S, welcher die Eigenſchaft hat, daß alle von ihm ausgehenden Strahlen, welche die Linſe treffen, durch dieſelbe nach einem und demſelben Punkte R hin concentrirt werden, welcher auf der andern Seite eben ſo weit von der Linſe abſteht als S.

Dieſe Schlüſſe ſind jedoch nur ſo lange gültig, als die Krümmung der Linſe von der Mitte bis zum Rande nicht bedeutend iſt, denn nur ſo lange ändert ſich die Neigung der Tangenten in demſelben Verhältniſſe, wie die Entfernung ihrer Berührungspunkte von der Axe.

In dem Nächſtfolgenden iſt nur von ſolchen Linſen die Rede, bei denen die Krümmung von der Mitte bis zum Rande unbedeutend iſt.

So lange der Winkel, unter welchem der einfallende Strahl ein Prisma von kleinem brechenden Winkel trifft, von einem rechten nicht viel abweicht, ſo lange alſo die Strahlen nahezu in der Richtung das Prisma treffen, welcher das Minimum der Ablenkung entſpricht, wird die durch das Prisma hervorgebrachte Ablenkung von dem Minimum der Ablenkung nicht merklich verſchieden ſeyn, weil ja Einfalls- und Brechungswinkel noch ſo klein ſind, daß man ohne merklichen Fehler ſtatt der Sinus den Einfallswinkel dem Brechungswinkel ſelbſt proportional ſetzen kann.

Dies gilt nun auch von Linſen. Wenn die Linſe, Fig. 491, in c von einem Lichtſtrahl getroffen wird, deſſen Richtung von der Richtung Sc nicht ſehr bedeutend abweicht, ſo wird die Ablenkung, welche er durch die Brechung in der Linſe erfährt, dieſelbe ſeyn wie die Ablenkung, welche der Strahl Sc erleidet.

In Fig. 492 ſey S derjenige Punkt der Axe MN, welcher ſo liegt, daß

Fig. 492.

die von ihm ausgehenden Strahlen, welche die Linſe treffen, dieſelbe ſymmetriſch durchlaufen und auf der andern Seite in einem Punkte R vereinigt werden, welcher eben ſo weit von der Linſe abſteht als S. Der Strahl Sc, welcher die Linſe nahe am Rande trifft, wird nach cR gebrochen, der einfallende und der gebrochene Strahl machen den Winkel ScR mit einander. Wenn nun ein Lichtſtrahl nicht von S, ſondern von T ausgehend

die Linſe in c träfe, ſo würde nach dem, was eben auseinandergeſetzt wurde, der Strahl Tc eine eben ſo ſtarke Ablenkung erfahren als Sc, man würde alſo die Richtung des Strahls nach dem Austritt aus der Linſe erhalten, wenn man die Linie cT' ſo zieht, daß der Winkel TcT' ſo groß iſt wie der Winkel ScR oder, mit anderen Worten, wenn man über cR einen Winkel RcT anſetzt, welcher eben ſo groß iſt wie der Winkel, um welchem Tc unter Sc liegt.

Nach dem Punkte T' der Axe wird aber auch der Strahl Td gebrochen, welcher, von T ausgehend, den unteren Rand der Linſe trifft, ja es werden alle Strahlen, welche, von T ausgehend, die Linſe treffen, in T' concentrirt werden, denn in demſelben Maaße, in welchem die einfallenden Strahlen der Axe näher liegen, werden ſie auch weniger abgelenkt und deshalb ſämmtlich in T' vereinigt; ſo lange wenigſtens der Winkel, welchen die äußerſten einfallenden Strahlen mit der Axe machen, nicht über eine gewiſſe Gränze hinauswächſt (nicht ſo groß wird, daß man ohne merklichen Fehler noch die Winkel ihren Sinus proportional ſetzen kann).

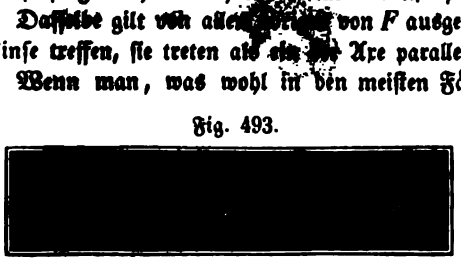
Wenn alſo der leuchtende Punkt von S aus der Linſe genähert wird, ſo wird ſich der Vereinigungspunkt der Strahlen auf die andere Seite der Linſe von derſelben entfernen, je mehr ſich T nähert, deſto mehr entfernt ſich T', doch entfernt ſich T' in einem weit raſcheren Verhältniß, als ſich T nähert.

Unterſuchen wir nun, wie die Strahlen durch die Linſe gebrochen werden, welche von einem Punkte F, Fig. 493, der Axe ausgehen, welcher ſo liegt, daß $Fc = FS$. In dieſem Falle iſt der Winkel $o = y = z$. Nun aber wird ja der Strahl Fc durch die Linſe ſo gebrochen, daß der Winkel x, welchen der austretende Strahl mit cR macht, gleich y iſt, es iſt demnach $x = z$, und daraus folgt, daß der Strahl Fc durch die Linſe ſo gebrochen wird, daß er mit der Axe parallel läuft.

Daſſelbe gilt von allen übrigen von F ausgehenden Strahlen, welche die Linſe treffen, ſie treten als ein der Axe paralleles Strahlenbündel aus.

Wenn man, was wohl in den meiſten Fällen erlaubt ſeyn wird, die Dicke der Linſe gegen die Entfernungen der Punkte S und F von derſelben vernachläſſigt, ſo kann man ſagen, der Punkt F liege in der Mitte zwiſchen S und der Linſe.

Fig. 493.



Wenn alſo ein leuchtender Punkt von S aus der Linſe genähert wird, ſo rückt der Vereinigungspunkt auf der andern Seite von der Linſe weg, und wenn der leuchtende Punkt bis F vorrückt, ſo wird der Vereinigungs-

punkt bis in's Unendliche fortgerückt, die Strahlen treten der Axe parallel aus.

Wenn aber umgekehrt von einem auf der Axe liegenden unendlich weit entfernten Punkte Strahlen auf die Linſe fallen, oder, mit anderen Worten, wenn ein Bündel mit der Axe paralleler Strahlen die Linſe trifft, ſo werden ſie durch die Linſe in F vereinigt werden. Dieſer Vereinigungspunkt F der parallel mit der Axe einfallenden Strahlen führt den Namen des Hauptbrennpunktes.

Rückt der leuchtende Punkt aus unendlicher Entfernung näher, ſo entfernt ſich der Vereinigungspunkt auf der andern Seite von der Linſe; iſt der leuchtende Punkt in T', Fig. 492, ſo iſt der Vereinigungspunkt in T, rückt der leuchtende Punkt noch näher, bis R, ſo iſt der Vereinigungspunkt in S, nähert er ſich der Linſe ſo, daß er in der Mitte zwiſchen derſelben und R ſteht, nähert er ſich alſo bis auf die Brennweite, ſo laufen die Strahlen nach ihrem Durchgange durch die Linſe mit der Axe parallel.

Iſt die Brennweite einer Linſe bekannt, ſo kann man nach den obigen Angaben ſtets durch Conſtruction den Vereinigungspunkt für diejenigen Strahlen finden, welche von irgend einem Punkte auf die Axe, deſſen Entfernung von der Linſe bekannt iſt, ausgehen. Es iſt aber doch in vielen Fällen wünſchenswerth, die Entfernung dieſes Vereinigungspunktes vom Glaſe auch durch Rechnung beſtimmen zu können; eine Formel zur Berechnung dieſer Entfernung läßt ſich aber aus denſelben Principien ableiten, auf welche wir die Conſtruction gegründet haben.

In Fig. 494 ſey dq eine Linſe, deren Brennpunkt in F liegt. Ein

Fig. 494.

parallel mit der Axe einfallender Strahl $v\,d$ wird nach F hin gebrochen; die Richtung, nach welcher ein von t ausgehender Strahl td gebrochen wird, findet man leicht, wenn man den Winkel Fds = dem Winkel tdv macht. — Wird nun $ld = dm = dr$ gemacht und in l das Perpendikel lon, in m aber das Perpendikel mp errichtet, ſo wird mp jedenfalls ſehr nahe gleich om ſeyn, weil die Winkel tdv und Fds gleich ſind und der Winkel gds klein iſt, ſo daß on ſehr nahe rechtwinklig auf sd ſteht; es iſt alſo

$$ln = lo + on = lo + mp \ldots\ldots 1)$$

Wegen der Aehnlichkeit der Dreiecke Fdr und dln haben wir

$$Fr : rd = dl . ln$$

oder

$$f : 1 = 1 : ln,$$

wenn wir die Brennweite rF mit f und den Halbmeſſer der Linſe $rd = dl$ gleich 1 ſetzen, es iſt demnach

$$ln = \frac{1}{f}.$$

Aus der Aehnlichkeit der Dreiecke sdr und dlo folgt

$$sr : dr = dl : lo$$
$$a : 1 = 1 : lo,$$

alſo

$$lo = \frac{1}{a},$$

wenn wir die Entfernung sr mit a bezeichnen.

Ebenſo ergiebt ſich aus der Aehnlichkeit der Dreiecke dmp und dtr

$$mp = \frac{1}{b},$$

wenn man die Entfernung rt mit b bezeichnet.

Setzt man die eben für ln, lo und mp gefundenen Werthe in die Gleichung 1, ſo kommt

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}.$$

Nach dieſer Formel kann man jederzeit berechnen, wie groß die Entfernung a des Punktes s von der Linſe iſt, in welchem die Strahlen vereinigt werden, welche von einem Punkte t vor der Linſe ausgehen, wenn die Entfernung b des Punktes t von der Linſe und ihrer Brennweite bekannt iſt.

Die Brennweite, d. h. die Entfernung des Brennpunktes F von der Linſe, hängt nicht allein von ihrer Geſtalt, ſondern auch von dem Brechungsexponenten der Subſtanz ab, aus welcher ſie gefertigt iſt.

Für eine Glaslinſe, deren Brechungsexponent gerade $3/2$ iſt, kann man die Brennweite leicht ermitteln.

Wie wir oben geſehen haben, iſt das Minimum der Ablenkung in einem Prisma von kleinem brechenden Winkel

$$D = (n-1)\, g,$$

wo n den Brechungsexponenten und g den brechenden Winkel des Prismas bezeichnet; für $n = 3/2$ wird

$$D = 1/2\, g.$$

In einem Glasprisma von kleinem brechenden Winkel, deſſen Brechungsexponent $3/2$ iſt, iſt das Minimum der Ablenkung halb ſo groß als

der brechende Winkel. Wäre alſo der brechende Winkel des Prismas 10° ſo würde das Minimum der Ablenkung 5°, wäre der brechende Winkel 6°, ſo würde das Minimum der Ablenkung 3° ſeyn.

Wenden wir dies auf unſere Linſe an. Wenn ein Lichtſtrahl bc parallel mit der Axe die Linſe in c dicht am Rande trifft, ſo wird er eine Ablenkung erfahren, welche halb ſo groß iſt als der Winkel, unter welchem in c die beiden Kreisbogen zuſammentreffen, oder, mit anderen Worten, der Ablenkungswinkel gcF iſt gleich dem in c, welchen die an einen Kreisbogen gezogene Tangente cn mit der Vertikalen cd macht; wenn aber Winkel $gcF = ncd$, ſo muß cF auf der Tangente cn rechtwinklig ſtehen, weil gc auf cd rechtwinklig ſteht, cF iſt alſo der Radius des Kreisbogens cmd.

Fig. 495.

Für eine ſolche biconvexe Glaslinſe, deren Flächen beide einen gleichen Halbmeſſer haben, fallen die Brennpunkte zu beiden Seiten mit den Mittelpunkten der Kugelſegmente zuſammen.

Iſt der Brechungsexponent der Linſe größer, ſo liegt der Brennpunkt der Linſe näher, iſt er aber kleiner, ſo liegt er weiter von derſelben entfernt.

Was von biconvexen Linſen geſagt wurde, gilt auch von convexen Menisken und planconvexen Gläſern, d. h. ſie haben einen Hauptbrennpunkt, in welchem alle von der andern Seite her parallel mit der Axe einfallenden Strahlen concentrirt werden; die Strahlen, welche von einem auf der Axe liegenden Punkte ausgehen, welcher um die doppelte Brennweite von dem Glaſe abſteht, werden auf der andern Seite in einem Punkte vereinigt, welcher ebenfalls um die doppelte Brennweite vom Glaſe abſteht.

Für eine planconvexe Linſe, deren Brechungsexponent $\frac{3}{2}$ iſt, [illegible] der Brennpunkt um den doppelten Radius [illegible] gekrümmten Fläche von der Linſe ab.

Wenn der leuchtende Punkt L, Fig. 496, der Linſe ſo [illegible], daß

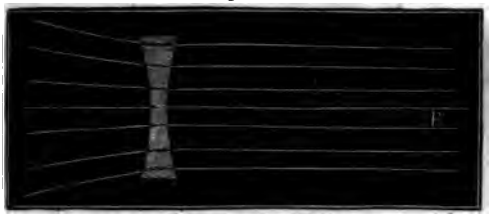
Fig. 496.

er noch innerhalb der Brennweite liegt, ſo iſt der Strahlenkegel, welcher die Linſe trifft, ſo ſtark divergirend, daß die Linſe nicht mehr im Stande iſt, die Strahlen convergent oder auch nur parallel zu machen, ſie diver-

giren aber nach dem Durchgange durch die Linſe weniger als vorher, ſie verbreiten ſich ſo, als ob ſie von einem Punkte O herkämen, welcher weiter von dem Glaſe abſteht als der leuchtende Punkt.

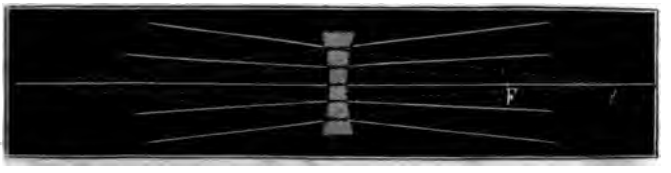
Aehnliche Betrachtungen laſſen ſich auch für Hohlgläſer anſtellen. Wenn die einfallenden Strahlen parallel ſind, ſo divergiren die Strahlen ſo, als kämen ſie vom Hauptzerſtreuungspunkte F, Fig. 497; rückt aber der leuchtende Punkt näher, ſind alſo ſchon die auffallenden Strahlen divergirend, ſo werden ſie nach dem Durchgange durch das Glas noch ſtärker divergiren, als es für die parallel eintretenden Strahlen der Fall war, der Zerſtreuungspunkt rückt alſo um ſo mehr dem Glaſe näher, als der leuchtende Punkt näher kommt.

Fig. 497.



Es iſt jetzt noch der Fall zu betrachten, daß die auffallenden Strahlen convergent ſind. Wenn die einfallenden Strahlen nach dem Hauptzerſtreuungspunkte F auf der andern Seite des Glaſes hin convergiren, ſo werden die gebrochenen Strahlen nothwendig einander parallel austreten, es iſt dies die Umkehrung des in Fig. 497 dargeſtellten Falles. Convergiren die einfallenden Strahlen ſtärker, ſo werden ſie auch nach der Brechung noch convergiren, wenn aber die einfallenden Strahlen nach einem Punkte t, Fig. 498, convergiren, der weiter vom Glaſe abſteht als

Fig. 498.



der Hauptzerſtreuungspunkt, ſo divergiren ſie noch, als ob ſie von einem Punkte vor dem Glaſe kämen, wie man dies in der Figur ſieht. Die Betrachtung dieſes letztern Falles iſt für das Verſtändniß des galiläiſchen Fernrohrs, wovon bald die Rede ſeyn wird, wichtig.

Secundäre Axen. Bisher haben wir nur ſolche leuchtende Punkte 180
betrachtet, welche auf der Axe der Linſe ſelbſt liegen, es bleibt jetzt noch zu zeigen, daß das Geſagte auch für ſolche Punkte gilt, welche nicht auf der Hauptaxe liegen, vorausgeſetzt, daß die Nebenaxen (ſecundäre Axen) nur

einen kleinen Winkel mit der Hauptaxe machen. Mit dem Namen der Nebenaxe bezeichnet man die Linie, welche man ſich von einem nicht auf der Hauptaxe liegenden Punkte durch die Mitte der Linſe gezogen denken kann.

In Fig. 499 ſey H ein nicht auf der Hauptaxe liegender leuchtender Punkt, ſo werden alle von ihm ausgehenden Lichtſtrahlen in einem Punkte H' vereinigt werden, welcher auf der Nebenaxe MN' ebenſo weit von der

Fig. 499.

Linſe abſteht wie der Vereinigungspunkt T' der Strahlen, welche von einem Punkte T ausgehen, welcher, auf der Hauptaxe liegend, ebenſo weit von der Linſe entfernt iſt wie H.

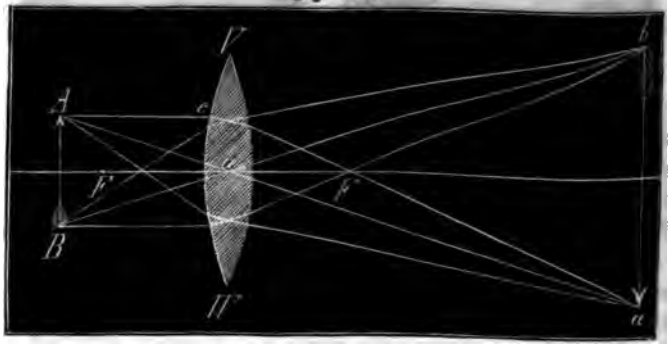
Es iſt dies leicht zu beweiſen. Der mittlere Strahl HM' geht ungebrochen durch die Linſe hindurch; ferner iſt $Hc = Tc$ und Winkel $cTM = cHM'$ (wenn auch nicht ganz genau, doch nahe); da der Strahl Tc in c ebenſo ſtark abgelenkt wird wie Hc, ſo iſt noch Winkel $HcH' = TcT'$, folglich iſt das Dreieck $HcH' =$ Dreieck TcT', folglich $TT' = HH'$, H' iſt alſo ebenſo weit von der Linſe entfernt wie T'.

Daſſelbe ergiebt ſich auch aus der Vergleichung der Dreiecke TdT' und HdH'.

Das Feld einer Linſe iſt der Winkel, welchen zwei der Nebenaxen mit einander noch machen können, ohne daß die Vorausſetzungen unſeres Beweiſes merklich unrichtig werden.

181 **Von den durch Linſen erzeugten Bildern.** In Fig. 500 ſey AB

Fig. 500.



ein Gegenstand, der sich auf der einen Seite vor der Linse VW befindet, aber weiter von ihr absteht als der Brennpunkt F. Die von A ausgehenden Strahlen werden in einem Punkte a auf der von A durch die Mitte O der Linse gezogenen Nebenaxe vereinigt; a ist also das Bild von A; ebenso ist b das Bild von B, mithin ist auch $a\,b$ das Bild des Gegenstandes von AB; das Bild ist in diesem Falle verkehrt und ist ein wahres Sammelbild.

Von der Mitte der Linse aus gesehen, erscheinen Bild und Gegenstand unter gleichem Winkel, denn der Winkel boa ist dem Winkel BoA als Scheitelwinkel gleich; ob nun das Bild oder der Gegenstand größer ist, hängt demnach davon ab, ob Bild oder Gegenstand am weitesten vom Glase entfernt sind. Nehmen wir an, der Gegenstand liege um die doppelte Brennweite von dem Glase entfernt, so wird das Bild auf der andern Seite in gleicher Entfernung entstehen; in diesem Falle ist also Bild und Gegenstand gleich groß. Rückt der Gegenstand dem Glase näher, so entfernt sich das Bild, es wird also größer. Von solchen Gegenständen also, die um mehr als die Brennweite, aber weniger als die doppelte Brennweite von dem Glase abstehen, erhält man verkehrte vergrößerte Bilder; so ist in unserer Figur das Bild $a\,b$ größer als der Gegenstand $A\,B$.

Wenn der Gegenstand weiter vom Glase entfernt ist als die doppelte Brennweite, so liegt das Bild näher; von entfernten Gegenständen erhält man also verkehrte verkleinerte Bilder. Wäre $a\,b$, Fig. 500, ein solcher Gegenstand, der um mehr als die doppelte Brennweite vom Glase absteht, so würde man das verkleinerte Bild $A\,B$ erhalten.

Nennen wir g die Größe des Gegenstandes, g' die des Bildes, b die Entfernung des Gegenstandes und m die Entfernung des Bildes vom Glase, so ist

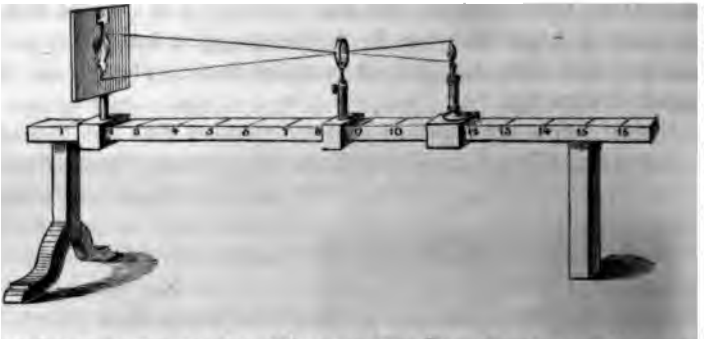
$$g : g' = b : m,$$

d. h. Bild und Gegenstand verhalten sich wie ihre Entfernungen von der Linse.

Bei einer Linse von kurzer Brennweite liegen die Bilder näher am Glase als bei einer solchen von größerer Brennweite, von entfernten Gegenständen geben also die Linsen um so kleinere Bilder, je kürzer ihre Brennweite ist; umgekehrt ist für den Fall, daß die Linse vergrößerte Bilder kleiner Gegenstände giebt, welche sich in der Nähe ihres Brennpunktes befinden, bei gleicher Entfernung des Bildes von der Linse das Bild derjenigen Linsen das größere, welche eine geringere Brennweite haben, weil bei dieser der Gegenstand näher an die Linse heranrückt.

Die Entſtehung der Sammelbilder durch Linſengläſer, ſo wie überhaupt die durch Linſengläſer beſprochenen Erſcheinungen, welche wir bisher be-

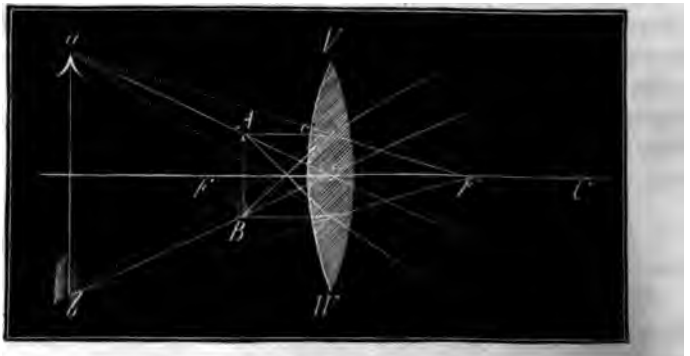
Fig. 501.



trachtet haben, laſſen ſich mit Hülfe des Fig. 501 dargeſtellten Apparates zeigen, welcher wohl keiner nähern Beſchreibung bedarf.

Wenn der Gegenſtand noch innerhalb der Brennweite der Linſe ſich befindet, ſo kann kein Sammelbild von ihm entſtehen, weil die Strahlen, welche von einem leuchtenden Punkte ausgehen, der dem Glaſe näher liegt als der Brennpunkt, nach ihrem Durchgange durch das Glas immer noch divergiren. In Fig. 502 ſey $A\,B$ ein ſolcher innerhalb der Brennweite

Fig. 502.

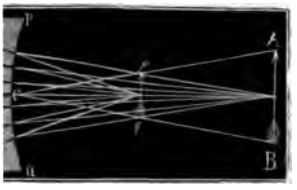


ſich befindender Gegenſtand, ſo divergiren die von A ausgehenden Strahlen nach ihrem Durchgange durch das Glas, als ob ſie von a kämen. Die Entfernung des Punktes a vom Glaſe kann man nach den oben gegebenen Formeln leicht berechnen. Die von B ausgehenden Strahlen divergiren nach dem Durchgange durch die Linſe ſo, als ob ſie von b kämen; wenn nun ein Auge ſich auf der andern Seite des Glaſes befindet,

von den Lichtſtrahlen, die von dem Gegenſtande AB ausgehen, a, als ob ſie von ab kämen; ab iſt alſo das Bild von AB. ſtand und Bild innerhalb deſſelben Winkels aob liegen, der b aber dem Glaſe näher liegt, ſo iſt offenbar das Bild in die- größer als der Gegenſtand. Wenn man eine Linſe als Lupe um kleinere Gegenſtände dadurch zu betrachten, ſo iſt es das Weiſe vergrößerte Bild, welches man ſieht. Wir werden dar- noch zurückkommen.

ohlgläſer geben keine Sammelbilder, ſondern nur Bilder der

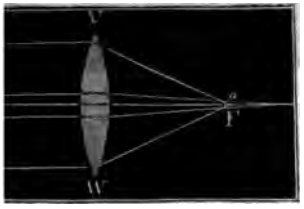
Fig. 503.



Art, wie ſie bei Converlinſen ent- ſtehen, wenn der Gegenſtand ſich innerhalb der Brennweite befin- det. Da nun eine Hohllinſe die Strahlen, welche von einem Punkte ausgehen, noch divergen- ter macht, als ob ſie von einem näher am Glaſe liegenden Punkte kämen, ſo iſt klar, daß die Hohl- leinerte Bilder der Gegenſtände zeigen, wie man leicht beim er Fig. 503 überſehen wird, wo A B der Gegenſtand, p q das

iſche **Aberration.** Man nennt den Winkel, unter welchem 182 meſſer einer Linſe von ihrem Brennpunkte aus erſcheint, die ig der Linſe. Nur ſo lange dieſer Winkel klein iſt, werden alle die von einem Punkte vor der Linſe ausgehen, auch wirklich in nkte wieder vereinigt; ſobald aber die Oeffnung zu groß iſt, wer- andſtrahlen in einem Punkte vereinigt, welcher dem Glaſe näher er Vereinigungspunkt der centralen Strahlen. Die Oeffnung darf im Allgemeinen nie mehr als 10 bis 12 Grade betragen. . 504 ſey VW eine ſolche Linſe von großer Oeffnung, ſo wer-

Fig. 504.



den die mit der Axe parallel nahe in der Mitte der Linſe auffallen- den Strahlen im Brennpunkte F vereinigt; die in der Nähe des Randes auf die Linſe fallenden werden aber nach dem Punkte n hin gebrochen, der Brennpunkt der centralen Strahlen liegt wei- ter vom Glaſe ab als der Brenn- punkt der Randſtrahlen.

rund davon iſt leicht einzuſehen. Der oben (Seite 407) geführte

Beweis, daß alle von einem Punkte ausgehenden Strahlen durch eine ſphäriſche Fläche nach einem Punkte hin gebrochen werden, ſtützt ſich auf die Vorausſetzung, daß die Einfallswinkel ſo klein ſind, daß man ohne merklichen Fehler die Sinus der Einfallswinkel den Einfallswinkeln ſelbſt proportional ſetzen kann; in der That würden auch an ſtärker gekrümmten Linſen die Randſtrahlen denſelben Vereinigungspunkt haben wie die centralen Strahlen, wenn die Brechungswinkel immer den Einfallswinkeln proportional wären; nun aber ſteht der Sinus des Brechungswinkels zum Sinus des Einfallswinkels in einem conſtanten Verhältniſſe, und, wie wir oben geſehen haben, wächſt demnach die Ablenkung nicht dem Einfallswinkel proportional, ſondern dem *n*fachen Einfallswinkel entſpricht eine mehr als *n*fache Ablenkung; den Randſtrahlen muß alſo eine kürzere Brennweite zukommen.

183 **Fresnel'ſche Linſen.** Es iſt Fresnel gelungen, verſchieden geformte Linſen zu conſtruiren, mit Hülfe deren das Licht der Leuchtthürme auf 6 bis 7 Meilen auf das Meer mit hinlänglichem Glanze hinausgeworfen werden kann, um den Schiffern genau ihre Lage anzugeben und ihnen ſo die Klippen und die gefährlichen Stellen der Küſte zu bezeichnen. Die Fig. 505 ſtellt eine ſolche Linſe dar; ſie beſteht aus einem Kugelſegmente

Fig. 505.

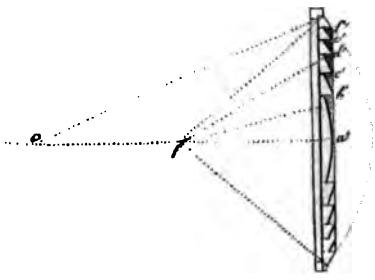
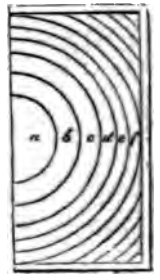


Fig. 506.



a, welches von mehreren Ringen *b*, *c*, *d* umgeben iſt, deren Durchſchnitt man in Fig. 506 ſieht. Die Krümmung dieſer Ringe iſt ſo berechnet, daß der Brennpunkt eines jeden mit dem Brennpunkte *f* des Segmentes *a* zuſammenfällt, ſo daß, wenn ſich in *f* eine Lampenflamme befindet, alles von ihr auf die Linſe geſandte Licht als ein faſt paralleles Lichtbündel austritt; es würde dies genau der Fall ſeyn, wenn ſich die ganze Flamme der Lampe genau im Brennpunkte der Linſe befinden könnte. Da nun die Abnahme der Lichtintenſität bei großer Entfernung vorzugsweiſe eine Folge der Divergenz der Lichtſtrahlen iſt, ſo iſt klar, daß man auf dieſe Weiſe das Licht noch auf bedeutende Entfernungen ſichtbar machen kann. Man könnte vielleicht glauben, daß eine gewöhnliche Linſe dieſelben Vortheile

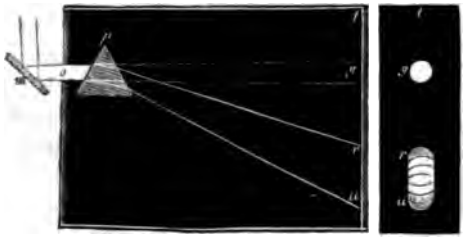
rn würde; wie wir aber gesehen haben, kann eine gewöhnliche Linse
nstens eine Oeffnung von 12 bis 15 Grad haben, während die Ringe
Fresnel'schen Linsen so berechnet sind, daß ihre Oeffnung 40° be-
gt; sie senden also nach einer Richtung hin 9mal so viel Licht, als es
h eine gewöhnliche Linse möglich wäre. Es ist hier nicht der Ort, um
ter in die Beschreibung dieser eben so sinnreichen als zweckmäßigen Ein-
tung einzugehen.

Drittes Kapitel.

Zersetzung des weißen Lichts.

Das weiße Sonnenlicht ist aus verschieden gefärbten Strah- 184
l zusammengesetzt. Um dies zu beweisen, braucht man nur auf die
n oben (Seite 390) angegebene Weise ein Sonnenspectrum zu bilden.
Fig. 507 sey *m* ein Spiegel, welcher, vor dem Laden eines dunkeln

Fig. 507. Fig. 508.



Zimmers ange-
bracht, die Sonnen-
strahlen durch die
Oeffnung *o* in das
Zimmer hineinwirft;
p ist das brechende
Prisma, *t* eine
Wand, welche die
Bilder auffängt. Ehe
man das Prisma
an seine Stelle setzt,
t man ein weißes rundes Sonnenbild in *g*, durch das Prisma aber
ält man das in die Länge gezogene gefärbte Bild *r u*. Fig. 508 zeigt
Erscheinung, wie man sie auf der Wand *t* beobachtet.

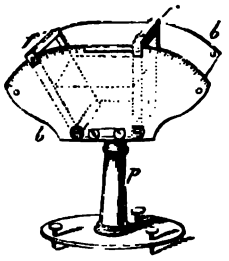
Durch Abänderung des Versuchs läßt sich leicht nachweisen: 1) daß
allel mit der brechenden Kante des Prismas das Spectrum nicht ver-
gert, d. h. daß es nicht breiter als das directe Sonnenbild in *g* ist;
daß die Verlängerung des Spectrums rechtwinklig auf die Kanten des
ismas von dem brechenden Winkel desselben und von der brechende
ıbstanz abhängt.

Um Ersteres zu beweisen, braucht man nur die Stellung des Prismas
verändern; wenn seine brechende Kante horizontal steht, so ist das

Spectrum in vertikaler, ſteht aber die brechende Kante vertikal, ſo iſt es in horizontaler Richtung verlängert.

Um den zweiten Satz zu beweiſen, hat man nur ein veränderliches Prisma anzuwenden, wie ein ſolches in Fig. 509 dargeſtellt iſt. Der Fuß p und die beiden Seitenwände b und b' ſind von Meſſing, während die beiden Wände f und f' durch Glasplatten gebildet werden, die in Metallrahmen gefaßt ſind. Eine dieſer Glaswände iſt feſt, die andere iſt beweglich und kann mit der erſten parallel oder ſo geſtellt werden, daß ſie verſchiedene Winkel mit derſelben macht. Wenn dieſer Apparat an die Stelle des Prismas p, Fig. 507, geſetzt wird, ſo beobachtet man gar keine Ablenkung, weil jede der beiden Glaswände durch parallele Flächen begränzt iſt; ſobald man aber eine durchſichtige Flüſſigkeit eingießt, ſo werden die einfallenden Strahlen abgelenkt und in farbige Strahlen zerlegt. Je nachdem man nun die Flächen f und f' mehr oder weniger gegen einander neigt, kann man zugleich die Ablenkung und die Färbung des Spectrums verändern. Um zu zeigen, daß die Länge des Spectrums von der Subſtanz des Prismas abhängt, braucht man nur verſchiedene Flüſſigkeiten einzugießen, während man den Winkel des Prismas unverändert läßt. Gießt man z. B. Waſſer ein, ſo iſt das Spectrum bei weitem nicht ſo lang, als wenn man Zimmetöl, Kreoſot oder gar Schwefelkohlenſtoff eingießt.

Fig. 509.



Unter ſonſt ganz gleichen Umſtänden iſt das Spectrum, welches ein Prisma von Flintglas erzeugt, länger als das durch ein Kronglasprisma von gleichem Winkel erzeugte Spectrum.

Bei dieſen Verſuchen wird man bald ſehen, daß ſich in der Mitte des Spectrums ein weißer Streifen bildet, wenn die Länge deſſelben nicht wenigſtens doppelt ſo groß iſt als ſeine Breite; wenn aber das Spectrum ſehr in die Länge gezogen iſt, ſo verſchwindet das Weiß vollſtändig, und man unterſcheidet im Spectrum ſieben Hauptfarben in folgender Ordnung: Roth, Orange, Gelb, Grün, Blau, Indigo, Violett.

Dieſe Farben werden die Regenbogenfarben, prismatiſchen Farben oder auch einfache Farben genannt. Wir werden bald ſehen, daß es eigentlich unzählig viele verſchiedene Farben im Spectrum giebt, daß aber unter dieſen das Auge dieſe ſieben Hauptnuancen unterſcheidet.

Das rothe Ende des Spectrums iſt jederzeit der Stelle zugekehrt, an welcher das runde weiße Sonnenbild g, Fig. 508, erſcheinen würde, wenn das Prisma nicht da geweſen wäre, die rothen Strahlen haben alſo die geringſte Ablenkung erfahren.

Wenn die Oeffnung im Laden ungefähr 1 Centimeter im Durchmeſſer hat, wenn der brechende Winkel des Prismas 60° iſt und man das Spectrum in einer Entfernung von 6 Metern auffängt, ſo erhält man ſchon eine recht vollſtändige Trennung der Farben, d. h. das Spectrum wird überall lebhaft gefärbt erſcheinen und kein Weiß mehr in der Mitte zeigen; jedoch erſcheinen die einzelnen Farben noch reiner, wenn die Oeffnung noch kleiner iſt.

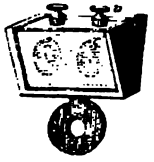
Um das prismatiſche Farbenbild zu ſehen, iſt es nicht nöthig, daß man durch ein Prisma ein Sonnenſpectrum auf einer weißen Wand hervorbringt, man braucht nur durch ein Prisma nach einem ſchmalen hellen Gegenſtande hinzuſehen. Betrachtet man z. B. eine Kerzenflamme durch ein vertikal gehaltenes Prisma, ſo erſcheint ſie bedeutend in die Breite gezogen und auf die erwähnte Weiſe gefärbt. Wenn man in den Laden eine kleine Oeffnung von ungefähr 1^{cm} Durchmeſſer einſchneidet, ſo ſieht man durch dieſe Oeffnung den hellen Himmel, alſo eine helle Scheibe auf dunklem Grunde. Betrachtet man nun dieſe Scheibe durch das Prisma, ſo ſieht man ſtatt des weißen Kreiſes ein ſehr in die Länge gezogenes farbiges Bild, von welchem Alles gilt, was oben von dem an die Wand geworfenen Spectrum geſagt wurde.

Die verſchiedenfarbigen Lichtſtrahlen ſind ungleich brechbar. 185

Dieſer Satz geht ſchon daraus hervor, daß das weiße Licht durch ein Prisma in verſchiedenfarbige Strahlen zerlegt wird; die rothen Strahlen bilden mit den violetten nach dem Durchgange durch das Prisma einen Winkel, ſie divergiren, und zwar ſind die violetten Strahlen mehr von ihrer urſprünglichen Richtung abgelenkt als die rothen. Die violetten Strahlen ſind unter allen die am ſtärkſten brechbaren, die rothen ſind es am wenigſten. Die grünen Strahlen ſind ſtärker brechbar als die rothen und weniger als die violetten, weil im Spectrum das Grün zwiſchen Roth und Violett liegt.

Denken wir uns für einen Augenblick, daß das weiße Licht nur rothe und violette Strahlen enthielte, ſo iſt klar, daß man ſtatt des Spectrums nur zwei runde, von einander getrennte Sonnenbilder erhalten würde, von denen das eine roth, das andere violet iſt. Man kann in der That ſolche getrennten Bilder ſichtbar machen; manche Körper nämlich haben die Eigenſchaft, nicht alle farbigen Strahlen gleich gut durchzulaſſen, gewiſſe Strahlen alſo zu abſorbiren. Dahin gehören z. B. farbige Gläſer, farbige Flüſſigkeiten. Füllt man z. B. eine Auflöſung von ſchwefelſaurem Indigo in das Hohlprisma Fig. 510 oder Fig. 482, ſieht man alsdann durch daſſelbe nach der in der vorigen Nummer beſprochenen kleinen kreisförmigen Oeffnung im Laden eines dunkeln Zimmers, ſo erblickt man zwei getrennte

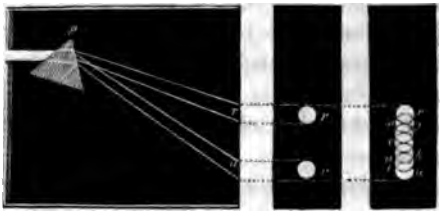
Fig. 510.



Bilder der hellen Scheibe, nämlich ein rothes und ein blaues. Eine Auflöſung von Chromalaun, in das Hohlprisma gefüllt, zeigt ein rothes und ein grünes Bild u. ſ. w. Noch ſchöner zeigen ſich die getrennten farbigen Bilder, wenn man die farbige Flüſſigkeit, zwiſchen zwei parallele Glaswände eingeſchloſſen, dicht vor das Auge hält und dann durch die Flüſſigkeit und ein Glasprisma den hellen Gegenſtand betrachtet. Bei dieſer Form des Verſuchs kann man auch ſtatt der farbigen Flüſſigkeit gefärbte Gläſer anwenden.

Das ganze Spectrum beſteht alſo aus einer Reihe auf einander folgender kreisförmiger Bilder, welche theilweiſe über einander fallen. Je kleiner die Oeffnung iſt, von welcher die weißen Strahlen auf das Prisma fallen, deſto kleiner werden die einzelnen runden Bilder, während doch die Mittelpunkte der einzelnen farbigen Bilder nicht näher rücken, die verſchiedenen Farben fallen alſo weniger über einander; je kleiner die Oeffnung iſt, deſto reiner werden alſo auch die einzelnen Farben erſcheinen.

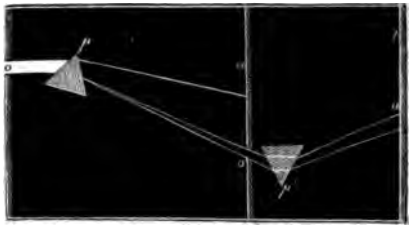
Fig. 511.



186 **Jede Farbe des Spectrums iſt einfach.** Jede Farbe iſt einfach, wenn ſie ſich auf keine Weiſe weiter in andere Farben zerlegen läßt; wir wollen nun zeigen, daß dieſe Eigenſchaft wirklich den prismatiſchen Farben zukommt.

Wenn man ein Spectrum auf einer Wand auffängt, an einer beſtimmten Stelle derſelben, etwa da, wo die violetten Strahlen auffallen, ein Loch macht, ſo werden alle Farben aufgefangen, und nur ein farbiger Strahl geht durch die Oeffnung hindurch; dieſer Strahl nun läßt ſich auf keinerlei Weiſe weiter zerlegen, und wenn man ihn auch abermals durch ein Prisma gehen läßt, ſo bleibt die Farbe doch unverändert.

Fig. 512.



Nach Newton nennt man das einfache Licht auch homogenes Licht.

187 **Aus den einfachen Farben des Spectrums läßt ſich das weiße Licht wieder zuſammenſetzen.** Wenn man das Spectrum mit einer

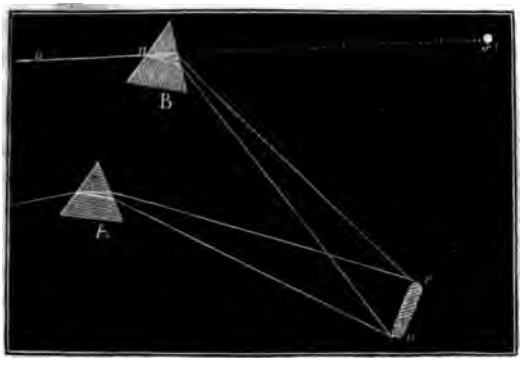
Linſe *l* auffängt, ſo werden die verſchiedenfarbigen Strahlen durch dieſelbe in einem Punkte *f* vereinigt, und wenn man hier das Sonnenbild auf einem mattgeſchliffenen Glaſe oder auf einem Papierſchirme auffängt, ſo erſcheint es wieder blendend weiß, obgleich verſchiedenfarbige Strahlen auf die Linſe auffielen. Hält man den Schirm nicht in den Brennpunkt *f*, ſondern weiter von der Linſe weg, ſo erhält man wieder ein umgekehrtes Spectrum *r' u'*, ein Beweis, daß ſich die verſchiedenfarbigen Strahlen in *f* kreuzten, und wenn man in *f* einen Spiegel anbringt, ſo bilden die reflectirten Strahlen ebenfalls wieder ein Spectrum *u'' r''*.

Fig. 513.

Man kann ſich zu dieſen Verſuchen auch eines Sammelſpiegels anſtatt einer Linſe bedienen.

Daß die prismatiſchen Farben zuſammen Weiß geben, geht auch aus dem ſehr überraſchenden, ebenfalls von Newton angegebenen Verſuche hervor, daß das lange prismatiſche Farbenbild, durch ein zweites Prisma geſehen, unter günſtigen Umſtänden wieder als eine vollkommen weiße und runde Scheibe erſcheint. In Fig. 514 ſey *r v* ein Spectrum, welches, durch das Prisma *A* erzeugt, auf einer weißen Wand aufgefangen iſt. Wenn nun ein zweites Prisma *B* ſo aufgeſtellt wird, daß es daſſelbe Spectrum *r v* an derſelben Stelle erzeugen würde, wenn ein Sonnenſtrahl in der Richtung *o n* darauf fiele, ſo iſt klar, daß auch die Strahlen, die von dem Spectrum auf dieſes Prisma *B* fallen, in der Richtung *n o* austreten werden; ein in *o* befindliches Auge muß alſo in der Richtung *o n s* ein rundes weißes Bild des farbigen

Fig. 514.



Spectrums ſehen. Die Stellung, die man dem Prisma *B* geben muß, läßt ſich leicht durch den Verſuch ausmitteln.

Wenn man eine kreisförmige Scheibe in ſieben Sectoren theilt und dieſe mit Farben bemalt, die den prismatiſchen möglichſt ähnlich ſind, ſo erſcheint die Scheibe bei raſcher Rotation nicht mehr farbig, ſondern weißlich; ſie würde vollkommen weiß erſcheinen, wenn die Sectoren mit den reinen prismatiſchen Farben bemalt werden könnten, und wenn die Breite der einzelnen farbigen Sectoren genau in demſelben Verhältniſſe zu einander ſtänden, wie die Breiten der entſprechenden Theile des Spectrums. Um nach demſelben Principe mit reinen prismatiſchen Farben operiren zu können, brachte Münchow das Prisma mit einem Uhrwerke in Verbindung, um es in eine raſche oscillirende Bewegung verſetzen zu können. Durch dieſe Bewegung des Prismas geht nun auch das auf einem Schirme aufgefangene Spectrum raſch hin und her, und da zeigt ſich dann ſtatt des farbigen Spectrums ein weißer Lichtſtreifen, der nur an den Enden noch etwas farbig erſcheint. Das Auge empfängt nämlich an jedem Punkte des Schirms raſch auf einander die Eindrücke aller einzelnen Farben, die einzelnen Eindrücke verwiſchen ſich und bringen ſo die Empfindung von Weiß hervor.

Wenn man einen ſchmalen weißen Streifen durch ein Prisma betrachtet, ſo ſieht man ein in die Breite gezogenes Farbenbild mit Roth an der einen und Violett an der andern Seite; betrachtet man aber eine breite weiße Fläche durch das Prisma, ſo erſcheint ſie in der Mitte weiß und nur an den Rändern gefärbt. Geſetzt, man betrachte den weißen Papierſtreifen *a b*, Fig. 515, durch ein Prisma, deſſen Axe rechtwinklig auf der Längenrichtung des Papiers ſteht, ſo werden die verſchiedenfarbigen Bilder des Streifens zum Theil übereinander fallen. Das rothe Bild des Streifens erſtrecke ſich z. B. von *r* bis *r'*, das orange von *o* bis *o'*, das gelbe von *g* bis *g'* u. ſ. w., das violete endlich von *v* bis *v'*, ſo iſt klar, daß zwiſchen *v* und *r'* Bilder von allen prismatiſchen Farben zuſammenfallen, die ganze Stelle von *v* bis *r'* muß alſo weiß erſcheinen. Zwiſchen *r* und *o* iſt nur rothes Licht, zwiſchen *o* und *g* Roth und Orange, zwiſchen *g* und *gr* Roth, Orange und Gelb; das rothe Ende des Bildes wird alſo in einen gelblichen Ton übergehen. Zu den drei erwähnten Farben kommt nun an der zunächſt nach unten folgenden Stelle noch Grün, dann Blau u. ſ. w. Das obere Ende des Bildes iſt alſo Roth und geht allmälig durch Gelb in Weiß über.

Fig. 515.

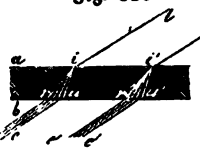
Das andere Ende des Bildes iſt violett und geht durch Blau in Weiß über.

Was hier von dem weißen Papierſtreifen geſagt iſt, gilt von jedem weißen Gegenſtande von bedeutenderer Ausdehnung, den man durch ein Prisma betrachtet, er erſcheint nur an den Rändern gefärbt.

Ein breiter ſchwarzer Streifen auf weißem Grunde bietet, durch ein Prisma betrachtet, gerade die umgekehrten Erſcheinungen dar, das prismatiſche Bild erſcheint nämlich an dem Ende, welches am wenigſten abgelenkt iſt, mit einem violetten und blauen Rande, am andern Ende aber mit einem rothen und gelben. Um dieſe Umkehrung zu erklären, braucht man nur zu bedenken, daß die Farben nicht von dem ſchwarzen Streifen ſelbſt, ſondern von den weißen Räumen herrühren, die ihn begränzen. Wenn der ſchwarze Streifen ſelbſt ſehr ſchmal iſt, ſo verſchwindet im Bilde das Schwarz in der Mitte vollſtändig.

Alles zuſammengeſetzte Licht erleidet durch Brechung eine Zerlegung und eine Wiedervereinigung. 188 Verfolgen wir einen weißen Lichtſtrahl li, welcher ſchief auf einer Glasplatte mit parallelen Wänden fällt, ſo wiſſen wir, daß er beim Eintritt in die Platte in unzählig viele verſchiedenartige Strahlen zerlegt wird, von denen der äußerſte rothe die Richtung ir, der äußerſte violette die Richtung iu hat. Alle dieſe Strahlen aber treten parallel mit li wieder aus, und ſo entſteht zwiſchen re und ue ein Bündel paralleler Strahlen, welche von re bis nach ue hin alle möglichen einfachen Farben, vom äußerſten Roth bis zum äußerſten Violett, haben. Dies ſcheint auf den erſten Anblick der Erfahrung zu widerſprechen, denn man weiß, daß weißes Licht nach ſeinem Durchgange durch farbloſe Platten mit parallelen Flächen durchaus weiß bleibt. Dieſer ſcheinbare Widerſpruch iſt aber leicht zu heben; ein zweiter weißer Strahl $l'i'$, welcher mit dem erſten parallel auf die Platte fällt, wird ebenſo wie dieſer eine Zerſtreuung erfahren, und nach dem Austritte wird ſich ebenfalls ein Bündel verſchiedenfarbiger unter ſich paralleler Strahlen zwiſchen $r'e'$ und $u'e'$ bilden. Ebenſo verhält es ſich nun mit jedem weißen Strahle, der zwiſchen li und $l'i'$ parallel mit dieſen auf die Fläche auffällt. Etwas rechts von li wird ein weißer Strahl auffallen, welcher einen blauen Strahl in der Richtung ue giebt, noch etwas weiter ein anderer, welcher einen grünen, ein dritter, welcher einen gelben u. ſ. w., endlich auch einer, welcher einen rothen, in derſelben Richtung ue austretenden Strahl giebt. Alle dieſe in derſelben Richtung austretenden verſchiedenfarbigen Strahlen, welche freilich von verſchiedenen einfallenden weißen Strahlen herrühren, geben natürlich wieder weiß.

Fig. 516.



Von den complementären Farben und den natürlichen Farben 189

der Körper. Da alle einfachen Farben, im richtigen Verhältniſſe (d. h. in dem Verhältniſſe, wie es das Spectrum giebt) vereinigt, weißes Licht bilden, ſo reicht es hin, eine oder mehrere der einfachen Farben zu unterdrücken oder nur ihr Verhältniß zu ändern, um aus Weiß irgend einen Farbenton zu machen. Unterdrückt man z. B. im weißen Lichte das Roth des Spectrums, während alle anderen Farben ungeändert bleiben, ſo wird man eine bläuliche Färbung erhalten, der man nur wieder Roth hinzufügen darf, um das Weiß wieder herzuſtellen. Zwei Farbentöne, welche dieſe Bedingung erfüllen, d. h. welche zuſammengenommen Weiß geben, heißen *complementäre* Farben. Jede Farbe hat auch ihre complementäre, denn wenn ſie nicht weiß iſt, ſo fehlen ihr gewiſſe Strahlen, um Weiß zu bilden, und dieſe fehlenden Strahlen zuſammengenommen machen die complementäre Farbe aus. Violett, welches mehr oder weniger ins Rothe übergeht, iſt die complementäre Farbe der verſchiedenen grünen Farben. Wir haben oben geſehen, daß eine Löſung von ſchwefelſaurem Indigo, in ein Prisma gebracht, von einem weißen Gegenſtand ein rothes und ein blaues Bild giebt. Das rothe Bild iſt ſehr ſcharf begränzt, das blaue nicht ſo, es geht etwas ins Violett und auch etwas Weniges ins Grün über; es fehlt alſo dem von der Indigolöſung durchgelaſſenen Lichte Gelb und Orange vollſtändig, dann faſt alles Grün und etwas Violett. Dieſe fehlenden Farben zuſammen geben aber offenbar eine Miſchung, in welcher Gelb bedeutend vorherrſcht; Gelb iſt alſo complementär zu dem Blau der Indigoſolution, wie denn überhaupt gelbe Farbentöne die complementären zu blauen ſind. Je mehr das Blau in Grün übergeht, deſto mehr wird das complementäre Gelb ins Roth übergehen.

Wir werden ſpäter noch öfters Gelegenheit haben, von den complementären Farben zu reden.

Das Prisma, welches uns gedient hat, um das Sonnenlicht zu zerlegen, dient uns auch, um die natürlichen Farben der Körper zu analyſiren; man braucht nur von den zu unterſuchenden farbigen Körpern ſchmale Streifen zu ſchneiden und dieſe durch das Prisma zu betrachten.

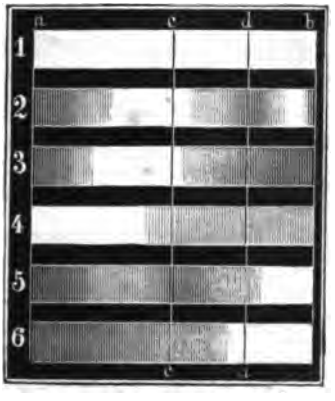
Fig. 517.

Man klebe auf ein ſchwarzes Papier eine Reihe farbiger Papierſtreifchen, die ungefähr 1 Millimeter breit ſind, ungefähr wie man in Fig. 517 ſieht. 1 ſey weiß, 2 gelb, 3 orange, 4 hochroth, 5 grün und 6 blau; man kann zu dieſem Zweck von ſolchen farbigen Papieren nehmen, wie ſie von den Buchbindern zu den Titeln auf den Rücken der Bücher gebraucht werden, weil dieſe Papiere ſehr geſättigte

ſchöne Farben haben. Betrachtet man nun dieſe farbigen Streifen aus der Entfernung von einigen Fußen durch ein Prisma, deſſen Axe mit der Längenrichtung der Streifen parallel läuft, ſo erſcheinen ſie natürlich von ihrer Stelle verrückt, zugleich aber ſind alle Farben in ihre Elementfarben zerlegt. Das weiße Papier giebt ein vollkommnes Spectrum mit allen Farben, vom äußerſten Roth bis zum äußerſten Violett. Das von dem gelben Papier herrührende Farbenbild kommt dem vollkommnen Spectrum am nächſten. Roth, Orange, Gelb und Grün ſind vorhanden, nur das untere blaue und violette Ende des Spectrums fehlt; der Farbe des gelben Papiers fehlt alſo nur noch Blau und Violett, um Weiß zu bilden. Das Farbenbild des Papierſtücks Nr. 3 (orange) iſt ſchon weit weniger vollſtändig; hier fehlen außer den violetten und blauen Strahlen auch noch die grünen. Am wenigſten ausgebreitet iſt das Farbenbild des rothen Papiers Nro. 4, es zeigt außer Roth nur etwas weniges Orange, das Roth dieſes Papiers iſt alſo faſt reines prismatiſches Roth. In den Farben der bisher betrachteten Papiere 1 bis 4 war Roth enthalten; die Gränzen dieſer 4 Farbenbilder fallen alſo oben in eine gerade Linie zuſammen, während ſie unten treppenförmig abgeſtuft ſind. Die Farben der Papiere 5 und 6 aber (grün und blau) enthalten nur ſehr wenig Roth, deshalb fehlt das rothe Ende ihres Farbenbildes faſt ganz, und daher kommt es auch, daß dieſe beiden letzten Farbenbilder weit mehr abgelenkt erſcheinen als das Bild des rothen Papiers Nro. 4.

Auf ähnliche Weiſe, aber noch viel reiner, laſſen ſich die Farben durchſichtiger Körper analyſiren; man laſſe durch eine ſchmale Spalte ein Bündel Sonnenſtrahlen in ein dunkles Zimmer fallen und fange daſſelbe durch ein Flintglasprisma auf, ſo wird man auf einem Papierſchirm ein ſchönes Farbenſpectrum erhalten. Stellt man nun zwiſchen die Spalte und das Prisma den durchſichtigen farbigen Körper, ſo wird eine Abſorption eintreten und ein größerer oder geringerer Theil des Spectrums erſcheint nun ausgelöſcht.

Fig. 518

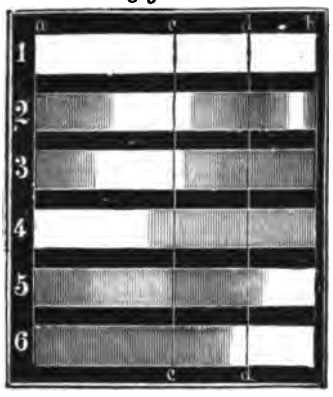


Um farbige Flüſſigkeiten zu unterſuchen, bringt man ſie in ein durch zwei parallele Glaswände begränztes Gefäß.

In Fig. 518 ſtellt der oberſte weiße Streifen das Spectrum eines Flintglasprismas dar; bei

a iſt das violette, bei *b* iſt das rothe Ende. Zwiſchen *c* und *d* liegt das Grün; alſo rechts von *d* Gelb, Orange und Roth, links von *c* Blau, Indigo und Violett. Läßt man nun die Lichtſtrahlen, bevor ſie auf das Prisma fallen, durch eine bis auf einen gewiſſen Grad verdünnte Auflöſung von Indigo gehen, ſo erſcheint das Spectrum, wie in Nr. 2; man ſieht nun einen ſchmalen rothen Streifen und einen breiteren von der Gränze zwiſchen Blau und Grün nach den beiden Seiten ſich erſtreckend, es iſt alſo abſorbirt: das violette Ende, ein Theil des Grün, Gelb, Orange und ein Theil des Roth. Berliner Blau in Oxalſäure aufgelöſ't, Nr. 3, läßt nur Blau und etwas Grün durch; ſchwefelſaures Kupferoxydammoniac, Nr. 4, abſorbirt Grün, Gelb, Orange und Roth; Karmin in Salmiak gelöſ't, Nr. 5, läßt nur Roth, etwas Orange durch, ſaures chromſaures Kali nur Roth, Orange, Gelb und etwas Grün.

Fig. 519.



Mit fortſchreitender Verdünnung der Löſung erweitern ſich die hellen Stellen, ſo daß auch die abſorbirten Parthien mehr und mehr hell werden.

Viertes Kapitel.

ɔ den Streifen im Spectrum, der Disperſion und dem Achromatismus.

ßt man in ein dunkles Zimmer durch eine ſehr feine Spalte *o*, Fig. 520, 190

Fig. 520.

einen Sonnenſtrahl eintreten und auf ein Prisma *p* fallen, welches ſehr rein ſeyn muß und deſſen Kanten mit der Spalte parallel ſtehen, ſo beobachtet man durch ein achromatiſches Fernrohr *l* eine große Menge feiner ſchwarzer Streifen im Spectrum, welche auf der Längenrichtung deſſelben rechtwinklig ſtehen, alſo der Spalte, von welcher das Licht kommt, parallel ſind.

Dieſes merkwürdige, von Fraunhofer entdeckte Phänomen iſt Fig. 521 (a. f. S.) dargeſtellt. Man ſieht daß die Linien mit einer gro- Unregelmäßigkeit über das ganze Spectrum verbreitet ſind. Einige dieſer Streifen ſind ſehr fein und erſcheinen als iſolirte kaum ſichtbare ſchwarze Linien, andere hingegen liegen einander ſehr nahe und gleichen eher einem Schatten als getrennten Linien; endlich giebt es einige, welche bei etwas bedeutenderer Ausdehnung ſehr ſcharf und beſtimmt erſcheinen. Um mitten in dieſer Verwirrung einige feſte Punkte zu haben, hat Fraunhofer ſieben ifen ausgewählt, die er mit *B*, *C*, *D*, *E*, *F*, *G* und *H* bezeichnete, ıe den doppelten Vortheil bieten, daß ſie leicht zu erkennen und daß urch ſie im Spectrum gemachten Abtheilungen nicht gar zu ungleich Zwiſchen *B* und *C* liegen 9 feine ſcharfe Linien, von *C* bis *D* zählt ungefähr 30, von *D* bis *E* 84, von *E* bis *F* mehr als 76, unter ı ſich drei der ſtärkſten im ganzen Spectrum befinden, von *F* bis *G* von *G* bis *H* 190, zuſammen alſo von *B* bis *H* 574. *A*, *B* und

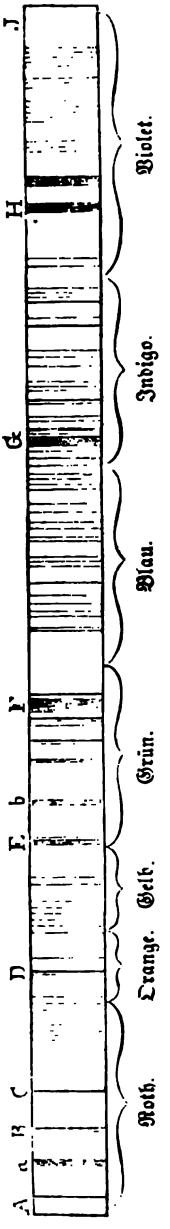


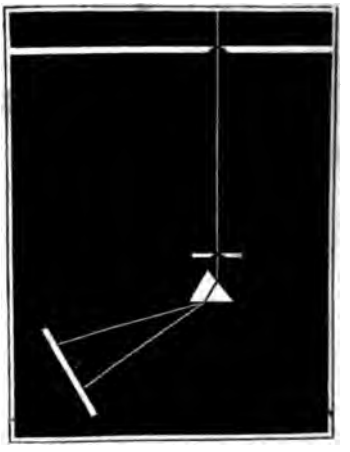
Fig. 521.

C liegen im Roth, *D* im Orange, *E* am Ue
gange von Gelb in Grün, *F* im Grün, nahe
blauen Ende, *G* im Indigo, *H* im Violett.

Man kann ſelbſt ohne Fernrohr mit bloßem A
die Streifen ſehen, wenn man ein Prisma
Flintglas, deſſen brechender Winkel 70 bis 80°
oder ein mit Schwefelkohlenſtoff gefülltes Hohlpri
anwendet.

Auch auf einem Schirme, auf welchem man
Spectrum auffängt, kann man Streifen ſich
machen. Man laſſe durch eine etwa $\frac{1}{2}$ Millim
breite Spalte einen durch den Spiegel des H
ſtaten reflectirten Sonnenſtrahl in das dunkle
mer fallen und ſtelle das Prisma 6 bis 10 S
weit von der Spalte auf, ſo wird man leich
ſchönes Spectrum erhalten, und kann daſſelbe a
nem Schirme von halbdurchſichtigem Papiere, D
zeichenpapier, auffangen. Hier ſieht man nun
keine dunkle Streifen, es werden jedoch dann
rere ſichtbar, ſobald man eine zweite Spalte, d
doch etwas weiter ſeyn kann, unmittelbar vor
Prisma aufſtellt. Das ganze Arrangement
Verſuchs iſt Fig. 522 dargeſtellt.

Fig. 522.



Nachdem Fraunhofer dieſe wichtige Entd

gemacht hatte, ſtellte er folgende Sätze feſt: 1) daß die Lage der Streifen von den brechenden Winkel des Prismas ganz unabhängig iſt und 2) daß auch die Natur der brechenden Subſtanz auf dieſelben keinen Einfluß hat.

Bis dahin ſchien das Licht der Sonne und das aller übrigen natürlichen oder künſtlichen Lichtquellen ganz identiſch zu ſeyn, und es war wichtig zu unterſuchen, ob dies auch in Beziehung auf die ſchwarzen Streifen der Fall iſt. Von dieſem Geſichtspunkte ausgehend machte Fraunhofer Verſuche mit dem Lichte des elektriſchen Funkens, dem Lampenlichte, dem Lichte der Venus und dem des Sirius.

Das elektriſche Licht giebt helle Streifen anſtatt der ſchwarzen, einer beſonders, der ſich durch ſeine Lebhaftigkeit auszeichnet, befindet ſich im Grün.

Das Lampenlicht giebt ebenfalls helle Streifen, beſonders kann man deren zwei im Roth und Orange unterſcheiden.

Das Licht der Venus giebt dieſelben Streifen wie das Sonnenlicht, nur ſind ſie weniger leicht zu unterſcheiden; das Licht des Sirius endlich giebt ebenfalls dunkle Streifen, die aber von denen der Sonne und den Planeten ganz verſchieden ſind; beſonders bemerklich ſind deren drei, einer im Grün und zwei im Blau.

Andere Sterne erſter Größe ſcheinen Streifen zu geben, die von denen der Sonne und des Sirius verſchieden ſind.

Brechungsexponenten der verſchiedenen Strahlen des Spec-191
trums. Die Beſtimmung des Brechungsexponenten der verſchiedenfarbigen Strahlen iſt für die Theorie der Optik ſowohl, wie für die Conſtruction der optiſchen Inſtrumente von der höchſten Wichtigkeit. Die Unveränderlichkeit der Streifen im Spectrum macht nun dieſe Beſtimmung ungleich genauer als es bis dahin möglich war, da man nur auf die nicht ſcharf begränzten Nüancen einſtellen konnte. Statt nun den Brechungsexponenten der rothen, der gelben, der grünen u. ſ. w. Strahlen zu ermitteln, beſtimmt man jetzt die Brechungsexponenten der mit *B*, *C*, *D*, *E*, *F*, *G* und *H* bezeichneten Streifen nach den oben erläuterten Methoden.

Die folgende Tabelle enthält die Reſultate einiger ſehr genauen Verſuche von Fraunhofer. Mit n_1, n_2, n_3, ... n, ſind die Brechungsexponenten der Streifen *B*, *C*, *D* ... *H* bezeichnet.

Brechende Substanzen.	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6	n_7
Flintglas Nr. 13 . .	1,627749	1,629681	1,635036	1,642024	1,648260	1,660285	1,671092
Crownglas Nr. 9 . .	1,525832	1,526849	1,529587	1,533005	1,536052	1,541657	1,546566
Wasser	1,330935	1,331712	1,333577	1,335851	1,337818	1,341293	1,344177
id.	1,330977	1,331709	1,333577	1,335849	1,337788	1,341261	1,344162
Kali	1,399629	1,400515	1,402805	1,405632	1,408062	1,412579	1,416368
Terpentinöl	1,470496	1,471530	1,474434	1,478353	1,481736	1,488196	1,493874
Flintglas Nr. 3 . . .	1,602042	1,603800	1,608494	1,614532	1,620042	1,630772	1,640373
Flintglas Nr. 30 . .	1,623570	1,625477	1,630585	1,637336	1,643466	1,655406	1,666072
Crownglas Nr. 13 .	1,524312	1,525299	1,527992	1,531372	1,534337	1,539908	1,544684
Crownglas Lit. M . .	1,554774	1,555933	1,559075	1,563150	1,566741	1,573535	1,579470
Flintglas Nr. 23 . .	1,626596	1,628469	1,633667	1,640945	1,646756	1,658848	1,669696

192 **Von der Dispersion, dem Verhältniß der Dispersion in verschiedenen Mitteln und den zerstreuenden Kräften.** Wenn man mit Aufmerksamkeit die Spectra untersucht, welche durch Prismen verschiedener Substanzen erzeugt werden, so sieht man bald, daß die Farben, obgleich in derselben Ordnung auf einander folgend, doch nicht proportionale Längen einnehmen. Ein Flintglasprisma z. B. giebt verhältnißmäßig weniger Roth und mehr Violett, als ein Prisma von Crownglas; es hängt dies offenbar mit dem Brechungsexponenten der verschiedenen Farben zusammen. Der Unterschied zwischen den Brechungsexponenten der rothen und der violetten Strahlen wird mit dem Namen der Dispersion, der Zerstreuung des Lichtes, bezeichnet; ein Mittel ist um so mehr zerstreuend, je größer diese Differenz ist. So ist z. B. nach der vorhergehenden Tabelle die Dispersion zwischen den Streifen B und H durch folgende Zahlen ausgedrückt.

Flintglas Nr. 13	0,043313
Crownglas Nr. 9	0,020734
Wasser	0,013242
id.	0,013185
Kali	0,016739
Terpentinöl	0,023378
Flintglas Nr. 3	0,038331
Flintglas Nr. 30	0,042502
Crownglas Nr. 13	0,020372
Crownglas Lit. M.	0,024696
Flintglas Nr. 23	0,043090.

Das Waſſer beſitzt alſo unter allen dieſen Subſtanzen die ſchwächſte Disperſion, das Flintglas die größte. Man kann dies dem Auge leicht ſichtbar machen, wenn man ein Prisma von Waſſer und eins von Flintglas ſo aufſtellt, daß die rothen Strahlen durch beide gleiche Ablenkung erleiden; das Spectrum des Flintglaſes wird alsdann noch bedeutend länger ſeyn als das des Waſſerprismas.

Die folgende Tabelle enthält noch die Differenzen der Brechungsexponenten der rothen und violetten Strahlen für einige andere intereſſante Subſtanzen.

Alkohol	0,011
Aether	0,012
Anisöl	0,044
Tolubalſam	0,065
Peruvianiſcher Balſam	0,058
Caſſiaöl	0,089
Diamant	0,056
Olivenöl	0,018
Phosphor	0,156
Realgar, geſchmolzen	0,394
Steinſalz	0,029
Schwefelkohlenſtoff	0,0308.

Dieſe Reſultate ſind nach Brewſter's Meſſungen von Young berechnet.

Wenn man die totale Disperſion, d. h. den Unterſchied zwiſchen den Brechungsexponenten der äußerſten Strahlen, oder der Streifen *B* und *H* für irgend eine Subſtanz kennt, ſo ſind damit die übrigen Verhältniſſe des Spectrums noch nicht gegeben; um dieſe zu kennen, muß man noch wiſſen, welches der Unterſchied zwiſchen den Brechungsexponenten der Streifen *B* und *C*, *C* und *D* u. ſ. w. iſt. So ſind z. B. die Unterſchiede zwiſchen dem Brechungsexponenten von *B* und *C* für Flintglas 0,001932, für Crownglas 0,001017, für Waſſer 0,000777.

Wenn man die partielle oder totale Disperſion einer Subſtanz durch die entſprechende Disperſion einer andern Subſtanz dividirt, ſo erhält man das Verhältniß der Disperſion für dieſe beiden Subſtanzen. Auf dieſe Weiſe iſt aus der Tabelle Seite 432 die folgende berechnet.

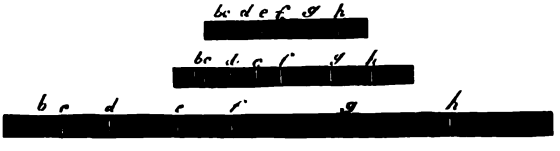
Tabelle des Verhältniſſes der partiellen Dispersion für mehrere Subſtanzen.

Brechende Subſtanzen.	$\frac{n-n_1}{n'_8-n'_1}$	$\frac{n_2-n_1}{n'_7-n'_1}$	$\frac{n_4-n_3}{n'_4-n'_3}$	$\frac{n_5-n_4}{n'_5-n'_4}$	$\frac{n_6-n_5}{n'_6-n'_5}$	$\frac{n_7}{n'_7}$
Flintglas Nr. 13 u. Waſſer . . .	2,562	2,871	3,073	3,193	3,640	3
Flintglas Nr. 13 u. Crownglas Nr. 9	1,900	1,956	2,044	2,047	2,145	2
Crownglas Nr. 9 u. Waſſer . . .	1,349	1,468	1,503	1,560	1,613	1
Terpentinöl und Waſſer	1,371	1,557	1,723	1,732	1,860	1
Flintglas Nr. 13 u. Terpentinöl .	1,868	1,844	1,783	1,843	1,861	1
Flintglas Nr. 13 u. Kali	2,181	2,388	2,472	2,545	2,674	3
Kali und Waſſer	1,175	1,228	1,243	1,254	1,294	1
Terpentinöl und Kali	1,167	1,268	1,386	1,381	1,437	1
Flintglas Nr. 3 u. Crownglas Nr. 9	1,729	1,714	1,767	1,808	1,914	1
Crownglas Nr. 13 u. Waſſer . . .	1,309	1,436	1,492	1,518	1,604	1
Crownglas Lit. M u. Waſſer . . .	1,537	1,682	1,794	1,839	1,956	2
Crownglas Lit. M u. Crownglas Nr. 13	1,174	1,171	1,202	1,211	1,220	1
Flintglas Nr 13 u. Crownglas Lit. M	1,667	1,704	1,715	1,737	1,770	1
Flintglas Nr. 3 u. Crownglas Lit. M	1,517	1,494	1,482	1,534	1,579	1
Flintglas Nr. 30 u. Crownglas Nr 13	1,932	1,904	1,997	2,061	2,143	2
Flintglas Nr. 23 u. Crownglas Nr. 13	1,904	1,940	2,022	2,107	2,168	2

Aus dieſer Tabelle erſieht man, daß nicht allein die zerſtreuenden K verſchiedener Körper ſehr ungleich ſind, ſondern auch, daß die entſprech partiellen Dispersionen verſchiedener Subſtanzen nicht für alle Theil Spectrums in gleichem Verhältniß ſtehen. So iſt z. B. die Differen Brechungsexponenten von *B* und *C* im Flintglas 2,562mal, die Diff der Brechungsexponenten von *G* und *H* aber 3,726mal ſo groß al entſprechende Differenz für Waſſer.

Um von der Verſchiedenheit der zerſtreuenden Kräfte eine recht Vorſtellung zu erhalten, müſſen wir die Spectra verſchiedener Subſta mit einander vergleichen. In Fig. 523 mag der oberſte ſchwarze Str

Fig. 523.



das Spectrum eines Waſſerprismas vorſtellen. Um die Vertheilung

Farben in dieſem Spectrum anzugeben, iſt die Lage der ſieben Streifen durch weiße Linien markirt, welche mit den Buchſtaben *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, *g* und *h* bezeichnet ſind. Der Streifen *f*, welcher in der Mitte des Grün liegt, fällt hier auch ziemlich in die Mitte des ganzen Farbenbildes, von *f* bis zum violetten Ende iſt nur etwas länger als von *f* zum rothen, von *f* bis *b* iſt ſo weit, als von *f* bis *h*. Ein Prisma, aus Crownglas Nr. 9 verfertigt, würde nun bei gleicher Ablenkung der mittleren Strahlen ein breiteres durch den mittleren Streifen dargeſtelltes Spectrum geben, aber nicht alle einzelnen Abtheilungen dieſes Spectrums ſind in demſelben Verhältniſſe gewachſen wie das ganze Spectrum. Während beim Waſſerprisma $fb = fh$, iſt nun fb etwas kleiner als fh; bei dem Crownglasprisma iſt alſo das rothe und gelbe Ende des Spectrums im Vergleich gegen das blaue und violette weniger ausgebreitet als beim Waſſerprisma. In der That iſt die Entfernung von *c* bis *d*, alſo ungefähr die Breite des Orange, beim Glasprisma 1,349mal ſo groß als beim Waſſerprisma, während die Entfernung von *g* bis *h* für Glas 1,697mal ſo groß iſt als für Waſſer.

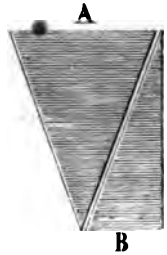
Noch auffallender ſind die Unterſchiede zwiſchen dem Spectrum eines Waſſer- und Flintglasprismas bei gleicher Ablenkung der mittleren Strahlen. In unſerer Figur ſtellt der unterſte Streifen das Spectrum des Flintglasprismas dar; man ſieht, daß es bedeutend länger iſt als das Spectrum des Waſſerprismas, daß aber auch hier, wie bei Crownglas, die Entfernung von *f* bis zum rothen Ende im Vergleiche gegen die Entfernung von *f* bis zum violetten Ende hier kleiner iſt als beim Waſſer. Die Entfernung *bc* iſt für Flintglas 2,562mal, *gh* aber 3,726mal ſo groß als die entſprechende Entfernung für das Waſſerprisma.

Die zerſtreuende Kraft einer Subſtanz iſt der Quotient, welchen man erhält, wenn man ſeine Disperſion durch den um 1 verminderten Brechungsexponenten der mittleren Strahlen dividirt. Man nimmt für den mittleren Brechungsexponenten gewöhnlich den des Streifens *E*.

Vom Achromatismus. Man nennt Prismen achromatiſch, wenn 193
ſie die Eigenſchaft haben, die Lichtſtrahlen abzulenken, ohne ſich zugleich in Farben zu zerlegen; achromatiſche Linſen ſolche, für welche die Brennpunkte der verſchiedenfarbigen Strahlen genau zuſammenfallen, welche die Gegenſtände frei von allen farbigen Rändern zeigen. Man hielt lange Zeit den Achromatismus für unmöglich, d. h. man glaubte, daß das Licht ohne Zerſetzung nicht abgelenkt werden könnte. Newton ſelbſt hatte dieſe Anſicht, weil er glaubte, daß die Disperſion ſtets der brechenden Kraft der Körper proportional ſey. Die Möglichkeit oder Unmöglichkeit des Achromatismus war lange Zeit der Gegenſtand von Discuſſionen zwiſchen den ausgezeichnetſten Gelehrten, wie Euler, Clairaut und d'Alem-

bert. In der That hatte Hell ſchon im Jahre 1733 wirkliche achromatiſche Fernröhren conſtruirt, allein er publicirte ſeine Erfindung nicht; Dollond machte ſie ebenfalls im Jahre 1757 und veröffentlichte ſie. Dollond's Entdeckung war ohne Zweifel für die Aſtronomie ein Ereigniß von der höchſten Wichtigkeit, um ihm aber ſeine volle Bedeutung zu geben, mußte erſt noch die mathematiſche Theorie des Achromatismus entwickelt werden, ohne welche die nöthigen Verbeſſerungen in der Praxis nicht möglich waren. Gegenwärtig noch, nachdem ſo viele Fortſchritte in der Optik, in der Bearbeitung der Gläſer gemacht worden ſind, bei allen Hülfsmitteln, welche der Calcul dem Phyſiker liefert, gehört der Achromatismus doch noch ſowohl für die Theorie als auch für die Praxis zu den delicateſten und ſchwierigſten Aufgaben. Hier können wir natürlich nur die Principien entwickeln, auf welchen die Conſtruction achromatiſcher Prismen und Linſen beruht.

Fig. 524.



Wenn man zwei Prismen *A* und *B* ſo zuſammenſtellt, daß die brechenden Kanten nach entgegengeſetzten Seiten gerichtet ſind, ſo wird das eine die Wirkungen des andern mehr oder weniger vollſtändig aufheben. Die durch *A* hervorgebrachte Farbenzerſtreuung wird offenbar durch das Prisma *B* aufgehoben werden, wenn unter ſonſt gleichen Umſtänden ein jedes der beiden Prismen für ſich allein ein eben ſo großes Spectrum giebt als das andere, denn in dieſem Falle iſt die Wirkung des Prismas *B*, in Beziehung auf die Farbenzerſtreuung, der des Prismas *A* genau gleich, und entgegengeſetzt.

Wenn die Dispersion wirklich dem Brechungsvermögen proportional wäre, wie dies Newton meinte, ſo könnten zwei Prismen von verſchiedenen Subſtanzen nur dann gleiche Spectra geben, wenn auch die durch das eine hervorgebrachte Ablenkung der des andern gleich iſt, wenn alſo zwei ſolcher Prismen in der Art, wie Fig. 524 zeigt, zuſammengeſtellt ſind, ſo würde durch dieſes Syſtem freilich die Farbenzerſtreuung, mit dieſer aber auch zugleich die Ablenkung aufgehoben werden.

Nun aber haben, wie bereits erwähnt wurde, ſpätere genaue Verſuche gezeigt, daß Newton's Meinung in dieſem Punkte irrig war; ſo iſt z. B. die Dispersion im Flintglaſe bedeutend größer als beim Crownglaſe, während doch die mittleren Brechungsexponenten beider Glasſorten nicht ſo ſehr verſchieden ſind; bei gleicher Ablenkung iſt ja das Spectrum eines Flintglasprismas Nr. 13 2,089mal ſo groß, als das eines Crownglasprismas.

Wenn der brechende Winkel der Prismen nicht gar zu groß ist, so kann man ohne merklichen Fehler annehmen, daß die Breite des Farbenbildes dem brechenden Winkel proportional sey; gesetzt nun, man habe ein Crownglasprisma von 25°, so kann man leicht den Winkel eines Flintglasprismas berechnen, welches dieselbe Farbenzerstreuung giebt. Da die totale Dispersion des Flintglases 2,089mal so groß ist als die des Crownglases, so muß der brechende Winkel des Flintglasprismas auch 2,089mal kleiner, also $\frac{25^0}{2{,}089} = 11^0 58'$ seyn. Die Farbenzerstreuung eines Flintglasprismas von $11^0 58'$ ist eben so groß wie die eines Crownglasprismas von 25°; zwei solcher Prismen also in der Weise combinirt, wie Fig. 524 andeutet, werden keine Farbenzerstreuung mehr hervorbringen.

Es bleibt jetzt noch zu ermitteln, welche Ablenkung dieses System von Prismen hervorbringt. Wir haben oben Seite 393 gesehen, wie dies Minimum der Ablenkung D, welche ein Prisma hervorbringt,

$$D = 2\,a - g$$

ist, wenn a den Einfallswinkel und g den brechenden Winkel des Prismas bezeichnet; wir wissen aber ferner, daß in diesem Falle der Brechungswinkel den Werth $\frac{g}{2}$ hat, und daß $\sin.\ a = n\ \sin.\ \frac{g}{2}$ ist. Wenn aber g klein ist, so kann man auch ohne merklichen Fehler $a = n.\frac{g}{2}$ setzen, und so erhält man für D den Werth

$$D = g\,(n - 1).$$

Setzen wir $g = 25^0$, $n = 1{,}546$, so erhalten wir für die Ablenkung der mittleren Strahlen für das Crownglasprisma den Werth

$$D = 13{,}56^0.$$

Auf dieselbe Weise berechnet man aber die Ablenkung durch ein Flintglasprisma von $11^0 58'$, wenn man in obigen Werth von D setzt $n = 1{,}671$ und $g = 11^0 58' = 11{,}967$; es ergiebt sich

$$D' = 8{,}03^0.$$

Die beiden Prismen, in entgegengesetzter Lage mit einander verbunden, geben also noch eine Ablenkung von $13{,}56 - 8{,}03 = 5{,}53 = 5^0 31'$.

Aus diesen Betrachtungen ergiebt sich also, daß man zwei aus verschiedenen Substanzen construirte Prismen so combiniren kann, daß eine Ablenkung erfolgt, und daß dennoch die violetten und rothen Strahlen, nachdem sie das System durchlaufen habe, nicht divergiren, sondern in derselben Richtung austreten; dadurch ist aber doch noch kein absolut vollkommener Achromatismus hervorgebracht; er ist um so unvollkommener, je mehr die Verhältnisse der partiellen Dispersionen von einander abwei-

chen. Wäre die Vertheilung der Farben im Spectrum des Flintglaſes genau dieſelbe wie beim Crownglaſe, ſo würde der Achromatismus vollkommen ſeyn. Dieſe Bedingung iſt, wie man aus der Tabelle auf Seite 434 ſehen kann, für Flintglas Nr. 13 und Terpentinöl faſt vollſtändig erfüllt, aus dieſen beiden Subſtanzen könnte man alſo ſehr nahe vollkommen achromatiſche Prismen conſtruiren.

Wir haben geſehen, daß der brechende Winkel eines Prismas von Flintglas 2,089mal kleiner ſeyn muß als der des Crownglasprismas, wenn beide combinirt die Eigenſchaft haben ſollen, die rothen und violetten Strahlen gleich ſtark abzulenken. Mit Hülfe der Tabelle auf Seite 434 überſieht man leicht, daß der Winkel des Flintglasprismas 1,900mal kleiner ſeyn müßte, wenn die Strahlen, welche den Streifen *B* und *C* entſprechen, gleiche Ablenkung erleiden ſollen.

Man müßte den Winkel des Flintglasprismas 2,044mal, oder 2,195mal kleiner machen, um dieſe Bedingung für die Streifen *D* und *E*, oder *G* und *H* zu erfüllen. Dieſer Fehler iſt jedoch nicht ſehr bedeutend.

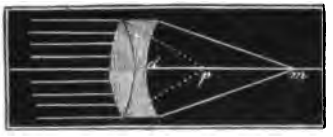
Eine jede einfache Linſe, aus welchem Stoffe ſie auch gebildet ſeyn mag, wird für jede andere Strahlenart auch einen anderen Brennpunkt haben, weil die Brechungsexponenten der verſchiedenfarbigen Strahlen nicht gleich ſind. Der Brennpunkt der rothen Strahlen liegt der Linſe näher als der Brennpunkt der violetten. Die Brennpunkte der rothen und violetten Strahlen fallen nicht bei allen Linſen gleichweit auseinander; es hängt dies nämlich einerſeits von der Krümmung der Linſen, andererſeits von den Zerſtreuungsvermögen der Subſtanz ab. Wenn die Krümmung der Linſe von der Mitte bis zum Rande unbedeutend iſt, ſo fallen auch die Brennpunkte für die verſchiedenen Farben näher zuſammen.

Der eben erwähnte Umſtand hat zur Folge, daß die Bilder ſolcher Linſen mehr oder weniger unrein, daß ſie bald mehr oder weniger mit farbigen Säumen eingefaßt erſcheinen. Man kann ſich davon leicht überzeugen, wenn man durch eine ſtark gewölbte Linſe etwa die Lettern eines Buches betrachtet, oder durch eine ſolche Linſe das Bild entfernter Gegenſtände auf einer matten Glastafel erzeugt; man wird Alles mit farbigen Rändern umgeben ſehen. Weil nun aber dadurch die Schärfe der Bilder in Mikroſkopen ſowohl als auch in Fernröhren ſehr leidet, ſo war die Entdeckung der Conſtruction achromatiſcher Linſen für die practiſche Optik von der größten Wichtigkeit.

Der Achromatismus der Linſen beruht auf denſelben Principien wie der Achromatismus der Prismen; achromatiſche Linſen ſind aus einfachen Linſen verſchiedener Glasſorten zuſammengeſetzt. Gewöhnlich iſt eine Crownglaslinſe mit einer Flintglaslinſe combinirt.

Die Wirkung der Linſen auf verſchiedenfarbige Strahlen iſt von der Art, daß eine Sammellinſe die violetten Strahlen ſtärker convergiren, eine Hohllinſe aber ſie ſtärker divergiren macht als die rothen Strahlen; man begreift demnach wohl, wie eine Combination einer Hohllinſe und einer Sammellinſe, wie in Fig. 525, die Farbenzerſtreuung ganz aufheben

Fig. 525.



kann; wenn nun die beiden Linſen von verſchiedenen Glasſorten ſind, ſo iſt die Aufhebung der Farbenzerſtreuung möglich, ohne daß deshalb auch die Brechung aufhört.

Wenn eine Sammellinſe von Crownglas und eine Hohllinſe von Flintglas gleich ſtarke Farbenzerſtreuung hervorbringen, ſo werden beide combinirt gar keine Farbenzerſtreuung bewirken; da aber das Flintglas überhaupt ſtärker farbenzerſtreuend wirkt, ſo wird eine Hohllinſe von Flintglas, welche die Farbenzerſtreuung einer Sammellinſe von Crownglas aufhebt, doch nicht im Stande ſeyn, auch die durch die Sammellinſe bewirkte Convergenz der Strahlen ganz aufzuheben, die beiden Linſen zuſammen werden alſo noch wie eine Sammellinſe wirken, während die Farbenzerſtreuung aufgehoben worden iſt, ſie bilden alſo eine achromatiſche Linſe.

Auf die nähere Entwickelung des Verhältniſſes, in welchem die Krümmungen beider Gläſer ſtehen müſſen, um eine achromatiſche Linſe zu bilden, können wir hier natürlich nicht eingehen, es kann hier nur das Princip angedeutet werden.

Da die Coincidenz der äußerſten Strahlen nicht auch die der mittleren bedingt, ſo iſt klar, daß der Achromatismus der Linſen im Allgemeinen aus denſelben Gründen nicht ganz vollkommen ſeyn wird, warum es bei den Prismen nicht der Fall iſt.

Fünftes Kapitel.

Vom Auge und den optiſchen Inſtrumenten.

194 Die Empfindung des Lichts und der Farbe rührt von einer Affection beſonderer Nerven her, deren feine Enden ſich als eine Nervenhaut ausbreiten. Die Empfindung des Dunkeln rührt von einer vollkommenen Ruhe dieſer Nervenhaut her, jeder Reiz derſelben bringt aber die Empfindung von Helligkeit, von Licht hervor; ganz vorzüglich wird dieſer Reiz durch die Lichtſtrahlen hervorgebracht, welche die Körper der Außenwelt durch das Auge auf die Nervenhaut, die Netzhaut, ſenden, doch iſt auch die Empfindung von Licht und Farbe durch andere Urſachen ohne Mitwirkung der von außen kommenden Lichtſtrahlen möglich, z. B. durch den Druck des Blutes (Flimmern vor den geſchloſſenen Augen). Ein äußerer Druck auf das geſchloſſene Auge, eine elektriſche Entladung ſind ebenfalls im Stande, Lichtempfindungen hervorzubringen.

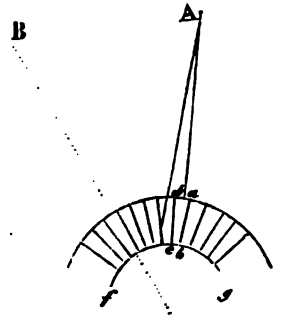
Zum Unterſcheiden äußerer Gegenſtände durch das Geſicht reicht es nicht hin, daß die von einem Körper ausgehenden Lichtſtrahlen auf die Nervenhaut fallen, es ſind beſondere lichtſondernde Apparate nöthig, welche bewirken, daß die von einem leuchtenden Punkte ausgehenden Strahlen nur eine beſtimmte Stelle der Nervenhaut treffen, und daß von dieſer Stelle die von anderen Punkten herkommenden Lichtſtrahlen abgehalten werden; auf dieſe Weiſe ſind die verſchiedenen Stellen der Netzhaut verſchieden afficirt, und dadurch wird eine Unterſcheidung möglich. Wo ſolche lichtſondernde Apparate fehlen, wie dies bei vielen niederen Thierklaſſen der Fall iſt, da kann kein eigentliches Sehen, ſondern nur eine Unterſcheidung von Licht und Dunkel, von Tag und Nacht ſtattfinden; doch ſind ſelbſt für eine ſolche Lichtempfindung noch beſondere Nervenpaare nöthig.

Nicht bei allen Thierklaſſen, bei denen ein eigentliches Sehen ſtattfindet, ſind die zur Iſolirung der Lichteindrücke beſtimmten Apparate auf dieſelbe Weiſe eingerichtet; man unterſcheidet zwei weſentlich verſchiedene Arten von Augen, nämlich 1) die muſiviſch zuſammengeſetzten Augen der Inſecten und Cruſtaceen und 2) die mit Sammellinſen verſehenen Augen der Wirbelthiere.

195 **Zuſammengeſetzte Augen.** Erſt durch die klaſſiſchen Unterſuchungen Müller's iſt das Weſen der muſiviſch zuſammengeſetzten Augen klar gemacht worden (Phyſiologie des Geſichtsſinnes 1826 und Handbuch der Phyſiologie des Menſchen 1837). Auf der convexen Nervenhaut ſteht eine ungeheuere Menge durchſichtiger Kegel rechtwinklig auf, und nur diejenigen Strahlen können die Baſis eines ſolchen Kegels auf

der Nervenhaut erreichen, die in der Richtung der Axe dieſes Kegels einfallen. Alles ſeitlich einfallende Licht wird abſorbirt, weil die Seitenwände der Kegel mit einem dunkelfarbigen Pigmente bekleidet ſind. In Fig. 526 ſey *f c b g* ein Durchſchnitt der converen Nervenhaut mit den darauf ſitzenden durchſichtigen Cylindern, ſo iſt klar, daß die von dem leuchtenden Punkte *A* ausgehenden Strahlen nur in *c b*, der Baſis des abgeſtumpften Kegels *a b c d*, die Nervenhaut treffen können; ſchon die Baſis der beiden neben *a b c d* liegenden Kegel wird nicht mehr von den von *A* ausgehenden Strahlen getroffen; ein leuchtender Punkt *B* ſendet ſeine Strahlen wieder an eine andere Stelle der Netzhaut u. ſ. w. Auf die Baſis eines ſolchen durchſichtigen Kegels wird natürlich alles Licht wirken, welches von Punkten herkommt, die in der Verlängerung des Kegels liegen, und die Lichteindrücke von allen Punkten, welche Licht auf die Baſis deſſelben Kegels ſenden, werden ſich auch vermiſchen, und ſomit ſieht man leicht ein, daß die Deutlichkeit des Bildes auf der Nervenhaut um ſo größer ſeyn wird, je größer die Anzahl der Kegel iſt. Sehr treffend charakteriſirt Müller das Sehen ſolcher Augen, indem er ſagt: »Die Darſtellung des Bildes in mehreren tauſenden geſonderten Punkten, wovon jeder Punkt einem Feldchen der Außenwelt entſpricht, gleicht einer Moſaik, und man kann ſich aus einer kunſtreichen Moſaik die beſte Vorſtellung von dem Bilde machen, welches die Geſchöpfe, die eines ſolchen Organs theilhaftig ſind, von der Außenwelt erhalten werden.«

Fig. 526.



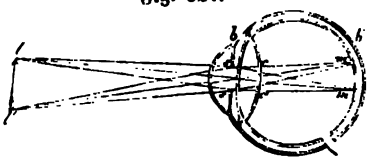
Die Größe des Sehfeldes ſolcher Augen hängt natürlich von dem Winkel, den die Axen der äußerſten Kegel mit einander machen, alſo von der Wölbung der Augen, ab. Die durchſichtige Haut, welche das ganze Auge nach außen hin bedeckt, die Hornhaut, iſt gewöhnlich in Facetten abgetheilt, und jede einzelne Facette entſpricht einem der eben beſprochenen durchſichtigen Kegel. Die Zahl der Facetten eines ſolchen Auges iſt in der Regel ſehr groß; ein einziges Auge enthält oft 12 bis 20 Tauſend ſolcher Facetten.

Nicht alle Inſecten haben ſolche muſiviſch zuſammengeſetzte Augen, die Spinnen z. B. haben einfache linſenhaltige Augen, welche ganz ſo gebaut ſind wie die Augen der Wirbelthiere; ja es giebt viele Inſecten, welche außer den muſiviſch zuſammengeſetzten auch noch einfache linſenhaltige Augen haben, doch läßt der Bau derſelben, ſo wie auch ihre Stellung

vermuthen, daß sie nur zum Sehen der allernächsten Gegenstände bestimmt sind.

196 **Einfache Augen mit Sammellinsen.** Auf der Netzhaut der mit Collectivlinsen versehenen Augen entsteht das Bild ganz auf dieselbe Weise, wie die Sammelbilder der gewöhnlichen Linsen; die von einem Punkte des Gegenstandes ausgehenden Strahlen, welche die Vorderfläche des Auges treffen, werden nämlich durch die durchsichtigen Medien des Auges nach einem Punkte der Netzhaut hin gebrochen. Fig. 527 soll den Durchschnitt eines menschlichen Auges darstellen. Der ganze Augapfel ist von einer festen harten Haut umgeben, welche nur auf der Vorderseite durchsichtig ist; dieser durchsichtige Theil wird die Hornhaut (cornea), der weiße undurchsichtige Theil die harte Haut (tunica sclerotica) genannt; die durchsichtige Hornhaut ist stärker gewölbt als der übrige Theil des Augapfels. Hinter der Hornhaut liegt die farbige Regenbogenhaut (iris), welche eben ist und die Wölbung der durchsichtigen Hornhaut gleichsam von dem übrigen Theile des Auges abschneidet. In der Mitte der Regenbogenhaut bei ss' befindet sich eine kreisförmige Oeffnung, welche von vorn gesehen vollkommen schwarz (das Schwarze im Auge) erscheint; diese Oeffnung führt den Namen der Pupille. Hinter der Iris und der Pupille befindet sich die Krystalllinse $c\,c'$; sie befindet sich in einer durchsichtigen Kapsel, durch welche sie auch an der äußeren Wand, Hülle des Auges, befestigt ist. Zwischen der Linse und der Hornhaut befindet sich eine klare etwas salzige Flüssigkeit, die wässerige Feuchtigkeit (humor aqueus), der ganze Raum hinter der Linse ist dagegen mit einer durchsichtigen gallertartigen Substanz, der Glasfeuchtigkeit (humor vitreus), angefüllt. Die Krystalllinse selbst ist vorn flacher als hinten.

Fig. 527.



Ueber die Sclerotica ist im Innern des Auges die Aderhaut (tunica choroidea) ausgebreitet, und über dieser endlich liegt die Netzhaut (retina), welche nur eine Ausbreitung des Sehnerven ist. Die Aderhaut, welche die ganze innere Höhlung des Auges bekleidet, ist mit einem schwarzen Pigment überzogen; diese Schwärzung ist nöthig, damit nicht durch Reflexionen im Innern des Auges die Reinheit der Bilder gestört wird. Aus demselben Grunde werden ja auch die Fernröhre innen geschwärzt.

Folgendes sind die Dimensionen der wichtigsten Theile des menschlichen Auges:

Krümmungshalbmeſſer der Sclerotica . .	10	bis	11mm
Krümmungshalbmeſſer der Hornhaut . .	7	»	8
Durchmeſſer der Iris	11	»	12
Durchmeſſer der Pupille	3	»	7
Dicke der Hornhaut	1		
Entfernung der Pupille von der Hornhaut .	2		
Entfernung der Pupille von der Linſe . .	1		
Vorderer Krümmungshalbmeſſer der Linſe .	7	»	10
Hinterer Krümmungshalbmeſſer derſelben .	5	»	6
Durchmeſſer der Linſe	10		
Dicke derſelben	5		
Länge der Augenaxe	22	»	24

Die Lichtſtrahlen, welche auf dies Auge fallen, treffen entweder auf den vorderen Theil der Sclerotica, das **Weiße** im Auge, und werden unregelmäßig nach allen Seiten zerſtreut, oder ſie dringen durch die Hornhaut in das Auge ein; die äußeren der durch die Hornhaut eingedrungenen Strahlen fallen auf die Iris und werden nach allen Seiten hin unregelmäßig zerſtreut, wodurch die Farbe der Regenbogenhaut ſichtbar wird. Die centralen Strahlen endlich fallen durch die Pupille auf die Linſe und werden durch dieſelbe nach der Retina hin gebrochen, und zwar ſo, daß die von einem Punkte eines äußeren Gegenſtandes ausgehenden Strahlen, welche durch die Pupille gehen, in einem Punkte auf der Netzhaut wieder vereinigt werden. So entſteht denn auf der Netzhaut ein Bild der vor dem Auge befindlichen Gegenſtände. In Fig. 527 iſt z. B. *m* das Bild des Punktes *l*, *m'* das Bild von *l'*.

Man kann ſich leicht durch den Verſuch an einem etwas großen Thierauge, etwa an einem Ochſen- oder Pferdeauge, davon überzeugen, daß auf der Netzhaut wirklich ein kleines verkehrtes Bild der vor dem Auge befindlichen Gegenſtände entſteht; man braucht es nur oben vorſichtig zu öffnen, um durch die Glasfeuchtigkeit auf die Netzhaut ſehen zu können; iſt das Auge auf einen hellen Gegenſtand, etwa auf ein Fenſter, gerichtet, ſo erkennt man auf der Netzhaut deutlich ein kleines verkehrtes Bildchen deſſelben. Am leichteſten läßt ſich das Bild auf der Netzhaut weißſüchtiger Thiere, z. B. weißer Kaninchen, zeigen, bei welchen der ſchwarze Ueberzug der Aderhaut fehlt, während zugleich der hintere Theil des Sclerotica durchſichtig iſt. An ſolchen Augen laſſen ſich die Netzhautbilder ohne weitere Präparation zeigen.

Deutliches Sehen in verſchiedenen Entfernungen. Wir haben 197
oben ſchon geſehen, daß das Bild einer Linſe ſeine Lage ändert, wenn der Gegenſtand genähert oder entfernt wird; das Bild entfernt ſich nämlich

um ſo mehr vom Glaſe, je näher der Gegenſtand heranrückt. Da nun das Auge ganz ſo wirkt wie eine Linſe, da wir die Gegenſtände nur dann ſcharf ſehen können, wenn die Vereinigungspunkte der gebrochenen Strahlen genau auf die Netzhaut fallen, wenn alſo auf der Netzhaut ein ſcharfes Bild entſteht, ſo ſollte man meinen, daß wir nur in einer beſtimmten Entfernung die Gegenſtände deutlich ſehen könnten; doch zeigt die Erfahrung das Gegentheil, ein geſundes Auge kann alle Gegenſtände deutlich ſehen, die mehr als 8 Zoll weit entfernt ſind, das Auge muß alſo offenbar die Fähigkeit haben, ſich den verſchiedenen Entfernungen zu accommodiren.

Man kann dies auch durch einen ganz einfachen Verſuch darthun: man mache auf eine durchſichtige Glastafel einen kleinen ſchwarzen Fleck und halte die Tafel 10 bis 12 Zoll weit vom Auge, ſo kann man willkürlich den Fleck, oder durch die Glastafel hindurch die entfernteren Gegenſtände deutlich ſehen. Sieht man die entfernten Gegenſtände deutlich, ſo erſcheint der Fleck neblig und unbeſtimmt, umgekehrt aber erſcheinen die fernen Gegenſtände verwaſchen, wenn man den Fleck deutlich ſieht; wenn alſo die fernen Gegenſtände deutlich erſcheinen, ſo werden die vom dunklen Flecke ausgehenden Strahlen nicht auf der Netzhaut vereinigt, und umgekehrt; das Auge hat alſo die Fähigkeit, ſich ſelbſt für ein Sehen in die Nähe und in die Ferne einzurichten.

Wenn die von einem leuchtenden Punkte ausgehenden Strahlen vor oder hinter der Netzhaut vereinigt werden, ſo wird auf der Netzhaut ſtatt des hellen Punktes ein kleiner Zerſtreuungskreis gebildet, und dies iſt die Urſache, warum Gegenſtände, die ſich in einer Entfernung befinden, für welche das Auge nicht gerade accommodirt iſt, undeutlich erſcheinen. Das Accommodationsvermögen hat aber ſeine Gränzen, denn wenn die Gegenſtände dem Auge gar zu nahe gebracht werden, ſo ſind die inneren Veränderungen, deren das Auge fähig iſt, nicht mehr hinreichend, um zu machen, daß das Bild auf die Netzhaut fällt, in dieſem Falle liegen die Vereinigungspunkte hinter der Netzhaut, und auf der Netzhaut ſelbſt bilden ſich ſtatt des ſcharfen Bildes Zerſtreuungskreiſe der einzelnen leuchtenden Punkte, ſo daß keine ſcharfe Unterſcheidung mehr möglich iſt. Einen Stecknadelknopf z. B., den man nur 1 bis 2 Zoll weit vom Auge hält, kann man nicht deutlich ſehen.

Da ſich die Vereinigungsweite der Strahlen von der Linſe entfernt, wenn die Gegenſtände näher rücken, ſo ließe ſich das deutliche Sehen in verſchiedenen Entfernungen durch die Annahme erklären, daß man die Länge der Augenaxe willkürlich vergrößern und verkleinern könne; für nahe Gegenſtände müßte dann die Augenaxe länger ſeyn als für entfernte oder, mit anderen Worten, für nahe Gegenſtände wäre die Netzhaut weiter von

der Hornhaut entfernt. Olbers hat berechnet, wie groß die Verlängerung der Augenaxe ſeyn müßte, um das deutliche Sehen von einer Entfernung von 4 Zoll bis ins Unendliche zu erklären; aus dieſen Rechnungen ergeben ſich die Zahlen der folgenden kleinen Tabelle:

Entfernung des Gegenſtandes.	Entfernung des Bildes von der Hornhaut.
Unendlich	0,8997 Zoll
27 Zoll	0,9189 »
8 »	0,9671 »
4 »	1,0426 »

Demnach würde bei unveränderter Krümmung der Linſe und der Hornhaut nur eine Verlängerung der Augenaxe von ungefähr 1 Linie hinreichen, um das deutliche Sehen von einer Entfernung von 4 Zoll bis in's Unendliche zu erklären.

Wollte man die Accommodationsfähigkeit des Auges aus einer Veränderung der Krümmung der Hornhaut erklären, ſo müßte man, nach den Rechnungen von Olbers, folgende Variationen annehmen:

Entfernung des Gegenſtandes.	Radius der Hornhaut.
Unendlich	0,333 Zoll
27 Zoll	0,321 »
20 »	0,303 »
5 »	0,273 »

Wenn ſich alſo der Krümmungshalbmeſſer der Hornhaut nur von 0,333 bis 0,300 änderte und die Augenaxe ſich um ½ Linie verlängern und verkürzen könnte, ſo würde ſich daraus die Accommodationsfähigkeit des Auges für alle Entfernungen von 4 Zoll bis in's Unendliche erklären laſſen.

Wenn ſich auch durch ſolche Annahmen die Accommodationsfähigkeit erklären läßt, ſo iſt doch die Richtigkeit dieſer Anſicht durchaus noch nicht bewieſen, ja es ſind mancherlei Einwürfe dagegen erhoben worden, wenigſtens iſt eine ſo ſtarke Veränderung in der Krümmung der Hornhaut ziemlich unwahrſcheinlich.

Andere Phyſiologen nehmen eine Zuſammendrückung und Ortsveränderung der Linſe zu Hülfe, um die Accommodation des Auges zu erklären; es iſt dies wohl möglich, doch nicht erwieſen. Vielleicht iſt die Accommodationsfähigkeit in einem Zuſammenwirken aller bisher erwähnten Urſachen zu ſuchen.

Die Pupille erweitert ſich bekanntlich im Dunkeln und zieht ſich mit zunehmender Helligkeit mehr und mehr zuſammen; man beobachtet aber auch, daß die Pupille beim Betrachten naher Gegenſtände kleiner iſt, als wenn man einen fernen Gegenſtand fixirt; dies bringt nun Pouillet mit dem Accommodationsvermögen in Zuſammenhang, welches er auf folgende Weiſe erklärt: die Linſe beſteht nämlich nicht aus concentriſchen Schichten, ſondern aus Schichten von ungleicher Krümmung und Dichtigkeit; dadurch iſt es nun nach Pouillet's Meinung möglich, daß die Brennweite des mittleren Theils der Linſe kleiner iſt als die Brennweite für die Randſtrahlen; beim Betrachten naher Gegenſtände ſind die Randſtrahlen, deren Vereinigungspunkt jenſeits der Netzhaut liegen würde, durch die Kleinheit der Pupille ausgeſchloſſen, während bei Fixirung ferner Gegenſtände gerade Randſtrahlen das Bild geben. Bei weit geöffneter Pupille würden freilich die centralen Strahlen fernerer Gegenſtände ſich vor der Netzhaut vereinigen und auf derſelben einen Zerſtreuungskreis bilden; die Ausbreitung vom Vereinigungspunkte bis zur Retina würde aber nach Pouillet's Meinung nur unbedeutend ſeyn, dann wäre aber auch die Helligkeit der Zerſtreuungskreiſe zu gering, um das lichtſtarke Bild der Randſtrahlen undeutlich zu machen.

Wäre Pouillet's Anſicht richtig, ſo müßte jede Veränderung im Durchmeſſer der Pupille auch eine Veränderung des Accommodationsvermögens zur Folge haben, was nicht der Fall iſt. Am entſchiedenſten ſpricht aber gegen dieſe Anſicht folgender Verſuch:

Man mache in ein Kartenblatt ein Loch von ungefähr 1 Linie Durchmeſſer, alſo kleiner noch als die kleinſte Oeffnung der Pupille, und halte dieſe Oeffnung dicht vor's Auge, ſo kann man durch ſie nach Belieben immer noch nahe oder ferne Gegenſtände deutlich ſehen, das Auge kann ſich alſo für's Sehen ferner Gegenſtände accommodiren, obgleich durch das Kartenblatt alle Randſtrahlen von der Linſe abgehalten ſind.

198 **Weite des deutlichen Sehens, Kurzſichtigkeit und Fernſichtigkeit.** Es iſt ſchon oben angeführt worden, daß man Gegenſtände, die dem Auge gar zu nahe gebracht werden, nicht mehr deutlich ſehen kann. Für ein jedes Auge giebt es eine beſtimmte Entfernung, über welche hinaus man die Gegenſtände dem Auge nicht nähern darf, wenn man ſie ohne Anſtrengung noch deutlich ſehen will; in dieſe Entfernung, welche die Weite des deutlichen Sehens oder auch nur die Sehweite genannt wird, hält man unwillkürlich beim Leſen ein Buch, welches mit Lettern von gewöhnlicher Größe gedruckt iſt. Bringt man die Gegenſtände näher, ſo kann man ſie nur mit Anſtrengung deutlich ſehen, bei noch größerer Nähe endlich iſt gar kein deutliches Sehen mehr möglich. Bei einem ganz geſunden Auge beträgt die Weite des deutlichen Sehens 8 bis 10 Zoll.

Ein Auge, deſſen Sehweite geringer iſt, nennt man kurzſichtig, wenn ſie aber größer iſt, weitſichtig.

Die Undeutlichkeit des Sehens ganz naher Gegenſtände rührt, wie ſchon erwähnt wurde, daher, daß die von einem Punkte des nahen Gegenſtandes ausgehenden Strahlen ſo ſtark divergiren, daß die brechenden Medien des Auges nicht im Stande ſind, ſie ſo ſtark convergent zu machen, daß ihre Vereinigung auf der Netzhaut ſtattfände; da die Vereinigungsweite in dieſem Falle hinter die Netzhaut fällt, ſo erſcheinen ſie mit einem Zerſtreuungskreiſe. Wenn man nun die Bildung dieſes Zerſtreuungskreiſes zu verhindern im Stande iſt, ſo kann man ſelbſt ganz nahe vor's Auge gebrachte Gegenſtände noch deutlich ſehen.

Man mache mit einer Stecknadel ein feines Loch in ein Kartenblatt und halte es dicht vor das Auge, ſo wird man durch daſſelbe die Lettern eines ganz nahe gehaltenen Buches noch ganz deutlich, und zwar bedeutend vergrößert ſehen, während man nach Entfernung des Kartenblattes durchaus keinen Buchſtaben mehr zu erkennen im Stande iſt. Der Grund liegt darin, daß von einem Punkte des ganz nahen Gegenſtandes aus nur in einer einzigen Richtung, durch die feine Oeffnung Strahlen in's Auge dringen können, und dieſe werden auch nur in einer einzigen Stelle die Netzhaut treffen, während, wenn das Kartenblatt die übrigen Strahlen nicht abhält, von einem Punkte des Gegenſtandes aus ein ganzes Strahlenbündel durch die Pupille in's Auge gelangt, welches auf der Netzhaut einen Zerſtreuungskreis bildet.

Hierher gehört auch der intereſſante und lehrreiche Verſuch des Pater Scheiner (oculus sive fundamentum opticum etc. 1652). Wenn man in ein Kartenblatt zwei feine Nadellöcher macht, deren Entfernung von einander kleiner ſeyn muß als der Durchmeſſer der Pupille, und die Oeffnungen dicht vor das Auge hält, ſo ſieht man einen kleinen Gegenſtand, etwa einen Nadelknopf, den man innerhalb der Sehweite vor die Löcher hält, doppelt. Von dem kleinen Gegenſtande gelangen nämlich nur zwei ganz feine Strahlenbündel durch die beiden Löcher in's Auge; dieſe beiden Strahlen convergiren aber nach einem Punkte, der hinter der Netzhaut liegt, ſie treffen alſo die Netzhaut in zwei verſchiedenen Punkten; es ſind dies zwei iſolirte Punkte des Zerſtreuungskreiſes, welcher auf der Retina entſtehen würde, wenn die übrigen Strahlen nicht durch das Kartenblatt aufgefangen würden.

Wenn man den kleinen Gegenſtand mehr und mehr entfernt, ſo nähern ſich die Bilder, weil die beiden durch die Löcher in's Auge fallenden Strahlen nun weniger divergiren und alſo auch nach einem Punkte hin gebrochen werden, welcher der Retina näher liegt. Hat man den Gegenſtand bis auf die Weite des deutlichen Sehens vom Auge entfernt, ſo fallen

die beiden Bilder vollkommen zuſammen, weil ja alle Strahlen, die von einem Punkte ausgehen, der gerade um die Weite des deutlichen Sehens vom Auge entfernt iſt, in einem Punkte der Netzhaut vereinigt werden.

Durch eine feine Oeffnung in einem Kartenblatte, welche dicht vors Auge gehalten wird, ſieht man begreiflicherweiſe nahe und ferne Gegenſtände gleich ſcharf, ohne daß das Auge nöthig hätte, ſich den Entfernungen zu accommodiren, da ja ohnehin die von einem Punkte des Gegenſtandes ausgehenden Strahlen auch nur in einem Punkte die Netzhaut treffen; durch eine ſolche Oeffnung kann man deshalb auch zu gleicher Zeit nahe und ferne Gegenſtände deutlich ſehen. Es fragt ſich nun, in welchem Accommodationszuſtande ſich das Auge beim Sehen durch eine feine Oeffnung befindet? offenbar in dem normalen Zuſtande, zu deſſen Erhaltung gar keine Thätigkeit erfordert wird, das Auge befindet ſich in dem Zuſtande, wie es dem Sehen von Gegenſtänden, die ſich in der Weite des deutlichen Sehens befinden, entſpricht.

Kehren wir jetzt zum Scheiner'ſchen Verſuche zurück; wenn ein fernerer Gegenſtand durch die beiden Oeffnungen betrachtet wird, ſo müſſen offenbar die von ihm ausgehenden durch die beiden Löcher in's Auge gelangenden Strahlen ſchon in einem Punkte vor der Netzhaut zuſammentreffen, da ja der Accommodationszuſtand des Auges ſich nicht ändert; hinter dem Kreuzungspunkte divergiren aber die beiden Strahlen wieder, ſie treffen die Netzhaut in zwei verſchiedenen Punkten, mithin wird man auch fernere Gegenſtände doppelt ſehen. Durch die beiden kleinen Oeffnungen alſo ſieht man einen feinen Gegenſtand nur dann einfach, wenn er ſich in der Weite des deutlichen Sehens befindet.

Auf den Scheiner'ſchen Verſuch hat man Inſtrumente gegründet, welche zur Ermittelung der Sehweite dienen ſollen und den Namen Optometer führen. Young's Optometer beſteht aus einem geſpannten feinen Faden, welcher durch die kleinen Löcher betrachtet wird.

Die Kurzſichtigkeit (Myopie) und die Weitſichtigkeit (Presbyopie) ſind Fehler, deren Grund wohl am richtigſten in einem mangelhaften Accommodationsvermögen zu ſuchen iſt, was beſonders daraus hervorgeht, daß die Gewöhnung einen großen Einfluß auf dieſe Fehler ausübt; Kurzſichtigkeit entſteht oft dadurch, daß das Sehen in der Ferne vernachläſſigt wird, und Kinder, welche beim Leſen und Schreiben das Geſicht zu dicht auf das Papier halten, werden in Folge deſſen kurzſichtig. Auch dadurch, daß man längere Zeit durch ein Mikroſkop ſieht, wird ein ſonſt gutes Auge vorübergehend kurzſichtig, ja dieſer Zuſtand dauert oft mehrere Stunden lang (Müller's Phyſiologie).

Das einfachſte Mittel, die Fernſichtigkeit und Kurzſichtigkeit zu ver-

beſſern, beſteht, wie ſchon bemerkt wurde, darin, daß man eine feine, etwa in ein Kartenblatt gemachte Oeffnung dicht vor das Auge hält. Durch dieſes Mittel, welches ſchon in dem bisher Geſagten ſeine Erklärung gefunden hat, wird die Schärfe des Bildes freilich auf Koſten der Helligkeit hergeſtellt.

Ein zweites Mittel ſind die Brillengläſer, und zwar wendet man bei kurzſichtigen Augen Hohlgläſer, bei fernſichtigen Convergläſer an. Bei einem kurzſichtigen Auge fallen die Bilder ferner Gegenſtände vor die Netzhaut, und das Auge hat nicht das Vermögen, ſich ſo zu accommodiren, daß ſie auf die Netzhaut ſelbſt gebracht würden; man verändert deshalb das Refractionsvermögen des Auges durch vorgeſetzte Hohlgläſer in der Weiſe, daß die in's Auge gelangenden Strahlen weniger ſtark convergiren, und macht dadurch ihre Vereinigung auf der Netzhaut möglich.

Bei fernſichtigen Augen fällt das Bild naher Gegenſtände hinter die Netzhaut, ohne daß das Auge im Stande iſt, ſich dieſem Refractionsvermögen zu accommodiren; man wendet deshalb Convergläſer an, um die Strahlen convergenter zu machen und dadurch ihren Vereinigungspunkt auf die Netzhaut zu bringen.

Je nachdem ein Auge mehr oder weniger kurzſichtig oder weitſichtig iſt, muß man ſtärkere oder ſchwächere Gläſer anwenden; man wählt die Gläſer ſo, daß die Weite des deutlichen Sehens, welche entweder größer oder kleiner iſt als bei einem ganz geſunden Auge, durch Mitwirkung der Gläſer ebenfalls 8 bis 10 Zoll, alſo eben ſo groß iſt wie bei einem guten Auge.

Die Kurzſichtigkeit kommt am häufigſten im mittleren Lebensalter, die Fernſichtigkeit aber im höheren Alter vor.

Achromatismus des Auges. Bei gewöhnlichen Linſen fallen die 199
Brennpunkte der verſchiedenen farbigen Strahlen nicht zuſammen, und daher rühren die farbigen Säume, welche man an den Rändern der durch eine gewöhnliche Linſe betrachteten Gegenſtände wahrnimmt, namentlich, wenn die Oeffnung der Linſen groß iſt und die Gegenſtände ſich nicht in der Mitte des Geſichtsfeldes befinden. Wir haben auch ſchon oben geſehen, wie man achromatiſche Linſen, d. h. ſolche conſtruiren kann, für welche dieſer Fehler aufgehoben iſt. Unſer Auge iſt nun ebenfalls ein achromatiſches Inſtrument, denn wir ſehen die Gegenſtände rein und ohne farbige Säume.

Da der Achromatismus der Linſen durch eine Combination verſchiedener brechender Subſtanzen von ungleicher zerſtreuender Kraft hervorgebracht wird, ſo läßt ſich die Möglichkeit der Achromaſie des Auges ſehr wohl einſehen, da ja ein Lichtſtrahl auf ſeinem Wege durch's Auge der

Reihe nach drei verſchiedene Media zu durchlaufen hat, welche zuſammen wie eine achromatiſche Linſe wirken.

Das Auge iſt jedoch nicht ganz vollkommen achromatiſch, denn wir ſehen einen Gegenſtand nur dann rein, wenn ſich das Auge der Entfernung dieſes Gegenſtandes gehörig accommodirt hat. Man erblickt z. B. ſehr lebhafte Farbenſäume an einem nahe vor dem Auge befindlichen dunklen Gegenſtande, wenn man an ihm vorbei das Auge auf ferne Gegenſtände richtet und dieſe deutlich ſieht; wenn man z. B. in ein Kartenblatt ein Loch von etwa 1 Linie Durchmeſſer macht, es 5 bis 6 Zoll weit vom Auge hält und durch daſſelbe nach einem fernen Gegenſtande viſirt, ſo erſcheinen die Ränder der Oeffnung farbig.

200 **Beziehungen zwiſchen den Empfindungen des Auges und der Außenwelt.** Der Act des Sehens beruht lediglich darauf, daß die Affectionen der Nervenhaut auf eine uns freilich unerklärliche Weiſe zum Bewußtſeyn kommen. Eigentlich nehmen wir alſo nur einen beſtimmten Zuſtand, eine gewiſſe Affection der Netzhaut wahr; daß wir aber dieſe Wahrnehmung nach außen verlegen, daß wir die Netzhautbilder gleichſam in Anſchauungen der Außenwelt verwandeln, iſt Sache eines unmittelbaren Urtheils; in dieſem Urtheile haben wir durch fortwährende übereinſtimmende Erfahrungen eine ſolche Sicherheit erlangt, daß wir die Netzhaut gar nicht als wahrnehmendes Organ empfinden, daß wir die unmittelbaren Empfindungen mit dem verwechſeln, was nach unſerem Urtheile die Urſache derſelben iſt. Dieſe Subſtitution des Urtheils für die Empfindung geſchieht ganz unwillkürlich, ſie iſt uns ſo zu ſagen zur andern Natur geworden.

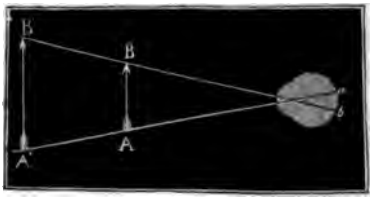
Da wir überhaupt für die Empfindung auf der Netzhaut eine Vorſtellung der Außenwelt ſetzen, ſo ſubſtituiren wir auch für jedes Netzhautbild einen Gegenſtand außer uns. Daß wir den Gegenſtand, welcher einem beſtimmten Netzhautbildchen entſpricht, nach einer beſtimmten Richtung hin ſuchen, iſt aber ſicherlich ebenſo das Reſultat fortgeſetzter conſequenter Erfahrung, wie das nach außen Wirken des Geſichtsſinnes überhaupt. Denken wir uns den Gegenſtand und ſein Netzhautbildchen durch eine gerade Linie verbunden, ſo iſt dies die Richtung, nach welcher wir die Bilder nach außen hin projiciren. Volkmann hat gezeigt, daß, wenn man von jedem Punkte des Netzhautbildchens eine gerade Linie nach dem entſprechenden Punkte der Außenwelt zieht, daß alle dieſe Linien ſich in einem Punkte ſchneiden, welcher im Innern des Auges und zwar etwas hinter der Linſe liegt; dieſen Punkt nennt er den Kreuzungspunkt (Neue Beiträge zur Phyſiologie des Geſichtsſinnes. 1836. und Pogg. Ann. XXXVII. Bd.).

Es iſt oben gezeigt worden, daß von den äußeren Gegenſtänden auf der Netzhaut verkleinerte und verkehrte Bilder entſtehen, und es iſt deshalb die Frage aufgeworfen worden, warum wir nicht alle Dinge *verkehrt* ſehen? Dieſe Frage findet nun in den eben angeſtellten Betrachtungen ihre genügende Antwort; zu dem Bewußtſeyn, daß überhaupt ein Netzhautbild exiſtirt, daß ein Bildchen auf dem oberen oder unteren Theile der Netzhaut liegt, daß es ſich auf der rechten oder linken Seite derſelben befindet, gelangen wir erſt durch optiſche Unterſuchungen; die Empfindung der Nervenhaut kommt nicht als ſolche zum Bewußtſeyn, ſondern ſie wird unwillkürlich nach einer beſtimmten Richtung nach außen hin projicirt, und zwar in derjenigen Richtung, in welcher ſich die Gegenſtände befinden, welche die Netzhautbilder veranlaſſen. Nach dieſer Richtung hin finden wir aber die Gegenſtände auch durch andere ſinnliche Wahrnehmungen, z. B. durch den Taſtſinn, es beſteht alſo zwiſchen den verſchiedenen ſinnlichen Wahrnehmungen in Beziehung auf die Ortsbeſtimmung die vollkommenſte Harmonie; wir würden die Gegenſtände verkehrt ſehen, wenn dieſe Uebereinſtimmung nicht ſtattfände.

Mit der durch das Geſichtsorgan vermittelten Vorſtellung der außer uns befindlichen Dinge verbinden wir auch eine Vorſtellung von ihrer Größe und Entfernung. Die Bildchen auf der Netzhaut liegen neben einander, und wenn wir die entſprechenden Gegenſtände nicht als unmittelbar neben einander, ſondern auch hinter einander befindlich erkennen, kurz, wenn wir uns von der flächenhaften Wahrnehmung zu einer Vorſtellung der Tiefe des Raumes erheben, ſo iſt das nicht Sache der Empfindung, ſondern des Verſtandes. Das Kind hat noch keine Vorſtellung von den Entfernungen, es greift nach dem Monde, wie es nach Dingen in ſeiner Umgebung greift. Die Vorſtellung von der Tiefe des Sehraums erhalten wir erſt dadurch, daß wir uns im Raume bewegen, daß ſich die Bilder bei dieſer Bewegung ändern und daß wir durch unſere eigene Ortsveränderung einen Begriff von der Entfernung der Gegenſtände bekommen.

Die ſcheinbare Größe der Gegenſtände hängt von der Größe des Netzhautbildchens ab. Denken wir uns von den beiden Endpunkten eines Netzhautbildchens Linien nach den entſprechenden Endpunkten des Gegenſtandes gezogen, ſo ſchneiden ſich dieſe Linien im Kreuzungspunkte unter einem Winkel α, den man den *Sehwinkel* nennt; die Größe dieſes Winkels iſt aber der Größe des Netzhautbildes proportional; man kann deshalb auch ſagen, daß die ſcheinbare Größe der Gegenſtände von der Größe des Sehwinkels abhängt, unter welchem ſie erſcheinen. Zwei Gegenſtände von

Fig. 528.



verſchiedener Größe, wie AB und $A'B'$, können gleiche ſcheinbare Größe haben, wenn ihre Größe ihrer Entfernung vom Auge proportional iſt; verſchiedene Gegenſtände alſo, deren Größe ſich verhält wie 1 : 2 : 3 u. ſ. w., werden in einfacher, doppelter, dreifacher Entfernung unter gleich großem Geſichtswinkel erſcheinen.

Unſer Urtheil über die wahre Größe der Gegenſtände und ihrer Entfernung wird erſt durch fortgeſetzte Erfahrung erlangt und kann durch Uebung einen bewundernswürdigen Grad von Sicherheit erreichen.

201 **Sehen mit zwei Augen.** Wenn wir beide Augen auf einen Gegenſtand richten, ſo ſehen wir ihn *einfach*, wenn die Augen für die Entfernung eingerichtet ſind, in welcher er ſich befindet; wir ſehen ihn aber jederzeit *doppelt*, ſobald ſich die Augen einer größeren oder kleineren Entfernung accommodiren; wir ſehen den Gegenſtand ſcharf und deutlich, wenn wir ihn einfach ſehen, undeutlich und verwaſchen, ſobald er doppelt erſcheint.

Wir können ganz nach Willkür einen Gegenſtand einfach oder doppelt ſehen; man halte z. B. zwei Finger gerade hinter einander vor das Geſicht, und zwar ſo, daß der eine ungefähr 1 Fuß, der andere 2 Fuß weit entfernt iſt, ſo ſieht man den hintern doppelt, wenn man die Augenaxen auf den erſtern richtet; den vordern aber, wenn man den hintern Finger fixirt.

In Fig. 529 ſeyen L und R die beiden Augen, A und B zwei in ver-

Fig. 529.

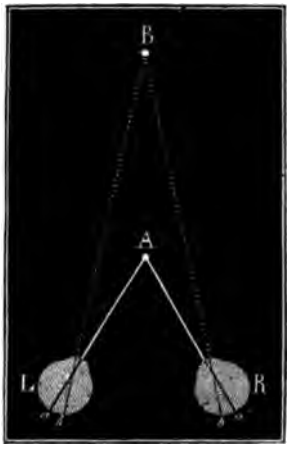


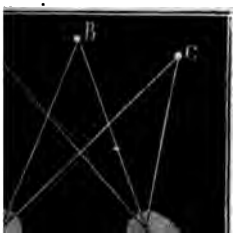
Fig. 530.

Entfernungen vor dem Auge befindliche Gegenſtände. Wenn Gegenſtand *A* fixirt, ſo ſind die Axen beider Augen (die Augen- gerade Linie, welche die Mitte der Netzhaut mit dem Mittel- : Linſe und der Pupille verbindet) nach *A* gerichtet, ſie machen ziemlich bedeutenden Winkel mit einander, das Bild von *A* er- :r in jedem Auge auf der Mitte der Netzhaut; fixirt man nun nteren Gegenſtand *B*, wie dies in Fig. 530 dargeſtellt iſt, ſo Winkel der Augenaxen kleiner, und nun erſcheint das Bild von n Auge auf der Mitte der Netzhaut.

A fixirt iſt, wie Fig. 529, ſo liegt das Bild von *B* im linken :s, im rechten aber links von der Mitte der Netzhaut; die Bilder liegen alſo in beiden Augen nicht auf entſprechenden Stellen der und darin iſt wohl auch der Grund zu ſuchen, warum der Ge- B hier doppelt geſehen wird. Da das Bild *b* im linken Auge *a* liegt, ſo ſcheint uns *B* links von *A* zu liegen, während das je den Gegenſtand *B* rechts von *A* ſieht, weil das Bild *b'* links . Hat man den Gegenſtand *A* mit beiden Augen ſo fixirt, daß nur einmal ſieht, *B* aber doppelt erſcheint, ſo kann man das rechte Bild von *B* verſchwinden machen, je nachdem man die f das linke oder rechte Auge fallenden Strahlen auffängt. Hat :gen den entfernteren Gegenſtand *B* fixirt, ſo daß *A* doppelt ge- , wie in Fig. 530, ſo verſchwindet das rechts erſcheinende Bild :nn man das linke Auge verdeckt.

en Gegenſtand mit beiden Augen einfach zu ſehen, iſt es nicht ıß die beiden Augenaxen genau auf ihn gerichtet ſind, daß alſo in jedem Auge auf die Mitte der Netzhaut fällt, denn ſonſt ın ja nur einen einzigen Gegenſtand einfach ſehen, alles Andere ppelt erſcheinen. Eine ganze Reihe von Gegenſtänden kann zu it mit beiden Augen einfach geſehen werden, wenn ſie nur ihre Bilder in beiden Augen auf entſprechende Stellen der Netzhaut werfen. In Fig. 531 ſtellen *L* und *R* wieder die beiden Augen dar, *A*, *B* und *C* drei verſchiedene Gegenſtände vor denſelben; die Bilder der drei Gegenſtände folgen ſich in bei- den Augen in derſelben Ordnung, auf der Netzhaut beider Augen nämlich liegt das Bild von *B* in der Mitte, das Bild von *C* links, das von *A* rechts. Weil die Netzhautbilder *c* und *c'* links von *b* und *b'* liegen, ſo erblicken beide Augen

Fig. 531.



den Gegenstand C rechts von B; ebenso sehen beide Augen den Gegenstand A links von B, weil die Netzhautbilder a und a' rechts von b und b' liegen.

Wenn man einen Gegenstand mit beiden Augen einfach sieht, wenn also sein Bild auf entsprechende Stellen beider Netzhäute fällt, so sieht man ihn heller als mit einem Auge; man kann sich davon leicht überzeugen, wenn man einen Streifen von weißem Papier ansieht und vor das eine Auge einen dunkeln Schirm so hält, daß für dieses Auge die eine Hälfte des Papierstreifens bedeckt wird; der Theil des Papiers, welcher mit beiden Augen zugleich gesehen wird, erscheint heller als die andere Hälfte, die man nur mit einem Auge sieht.

Der Grund, warum wir mit beiden Augen einfach sehen können, ist wohl jedenfalls ein innerer, also im Verlaufe der Nervenfasern zu suchen und nicht eine Folge der Gewohnheit. »Beide Augen sind gleichsam zwei Zweige mit einfacher Wurzel, und jedes Theilchen der einfachen Wurzel ist gleichsam in zwei Zweige für beide Augen gespalten,« sagt **Müller**, in dessen Schriften man auch Näheres über die verschiedenen Versuche findet, die zur Erklärung dieser wunderbaren Verkettung gemacht wurden.

202 **Gränzen der Sichtbarkeit.** Wenn ein Gegenstand noch gesehen werden soll, so darf der Gesichtswinkel, unter welchem er erscheint, nicht unter einer gewissen Gränze liegen, die sehr von der Erleuchtung und der Farbe des Gegenstandes, der Natur des Hintergrundes und der Individualität der Augen abhängt. Für ein gewöhnliches Auge ist bei mäßiger Beleuchtung ein Gegenstand noch unter einem Sehwinkel von 30 Sekunden sichtbar, ein sehr heller Gegenstand, wie ein glänzender Silberdraht, wird aber auf dunklem Grunde noch unter einem Gesichtswinkel von 2 Sekunden gesehen. Auch dunkle Körper können auf weißem Grunde sehr deutlich gesehen werden, selbst wenn sie auch sehr fein sind; ein mittelmäßiges Auge kann ein Haupthaar vor dem mäßig hellen Himmel noch in einer Entfernung von 4—6 Fuß deutlich unterscheiden.

203 **Irradiation.** Wenn der Mond sichelförmig erscheint und zugleich der Rest seiner Scheibe durch schwache Beleuchtung von aschfarbigem Lichte wahrnehmbar ist, so scheint die Sichel überzugreifen, d. h. sie scheint einer Scheibe von größerem Halbmesser anzugehören als der Rest des Mondes. Eine solche scheinbare Vergrößerung wird fast überall beobachtet, wo man einen hellen Gegenstand auf dunklem Grunde sieht; umgekehrt aber erscheint ein dunkler Gegenstand auf hellem Grunde verkleinert. Man hat die hierher gehörigen Erscheinungen mit dem Namen der Irradiation bezeichnet. Ganz besonders hat **Plateau** die Gesetze der Irradiation zu ermitteln gesucht (Pogg. Ann. Ergänzungsband 1842).

Die folgende Vorrichtung ist sehr geeignet, diese interessante Erscheinung zu zeigen. Die obere Hälfte einer Pappscheibe von 7″ Höhe und 5″

Breite überziehe man mit weißem Papiere, während die untere Hälft ſchwarz angeſtrichen wird. Die obere Hälfte theilt man dann durch einen ſchwarzen Streifen von 2 Linien Breite, die untere durch einen ebenſo breiten weißen Streifen, ſo daß der weiße Streifen in der Verlängerung des dunklen liegt, wie man Fig. 532 ſieht. Dieſen Apparat ſtelle man neben einem Fenſter auf, ſo daß er wohl beleuchtet iſt, und entferne ſich 12 bis 15 Fuß davon, ſo wird der weiße Streifen auffallend breiter erſcheinen als der ſchwarze. Noch auffallender kann man die Erſcheinung machen, wenn man die weißen Felder und den weißen Streifen ganz ausſchneidet und den Apparat an einer der oberen Scheiben eines Fenſters ſo befeſtigt, daß man durch die ausgeſchnittenen Stellen den hellen Himmel erblickt.

Fig. 532.

Der Grund der Irradiation iſt in einer Ausbreitung des Lichteindrucks auf der Netzhaut zu ſuchen, ſie iſt alſo in Beziehung auf den Raum, was das Beharren der Eindrücke auf der Netzhaut, wovon ſogleich die Rede ſeyn wird, in Beziehung auf die Zeit iſt.

Da die Irradiation keine objective, ſondern eine rein ſubjective Erſcheinung iſt, ſo wird ſie auch nicht für alle Perſonen gleich ſtark ſeyn. Auf eine weiße Papptafel von denſelben Dimenſionen, wie die Fig. 533 dargeſtellte, male man zwei ſchwarze Felder ſo, daß der Rand ab ein Millimeter rechts, der Rand gh 1^{mm} links von der vertikalen Mittellinie der Tafel liegt. Aus einiger Entfernung betrachtet, ſcheinen nun die Ränder ab und gh in eine vertikale Linie zu fallen; doch iſt dieſe Entfernung für verſchiedene Individuen ſehr ungleich. Plateau fand, »daß bei einer Perſon dieſe Coincidenz ſchon bei einer Entfernung von 2,5 Metern ſtattfand, was für den Winkelwerth der Irradiation 1′22″ giebt; bei einer andern Perſon trat aber die Coincidenz erſt bei einer Entfernung von 12 Metern ein, bei dieſer betrug alſo der Winkelwerth der Irradiation nur 17″.

Fig. 533.

Der Winkelwerth der Irradiation iſt unabhängig von der Entfernung des Gegenſtands vom Auge; die abſolute Breite alſo, welche wir der Irradiation beilegen, iſt unter übrigens gleichen Umſtänden der Entfernung des Gegenſtandes proportional.

Die Irradiation zeigt ſich bei allen Entfernungen, von der Weite des deutlichen Sehens bis zu unendlicher Entfernung.

Die Größe der Irradiation wächſt mit zunehmender Lichtſtärke, doch wächſt ſie nicht in demſelben Verhältniſſe wie die Helligkeit, ſondern in einem bei zunehmender Helligkeit ſtets abnehmenden Verhältniſſe.

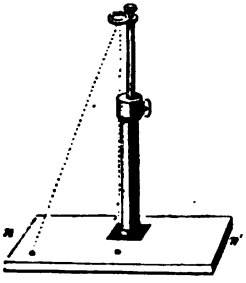
Die Exiſtenz der Irradiation wurde einige Zeit hindurch ſelbſt von ausgezeichneten Aſtronomen und Phyſikern bezweifelt; weil die mit den beſten Fernröhren angeſtellten Beobachtungen von dem Einfluſſe der Irradiation ganz frei waren, ſo fand man z. B. den Durchmeſſer des Mondes ganz gleich, man mochte die Meſſung bei Tage machen, wo er nur ganz matt auf dem blauen Himmel erſcheint, oder des Nachts, wo er glänzend auf dem dunklen Grunde ſteht. Dies iſt aber ſehr wohl erklärlich. Der Geſichtswinkel, unter welchem wir den Durchmeſſer des Mondes ſehen, beträgt ungefähr 30 Minuten; wenn nun der Winkelwerth der Irradiation für das beobachtende Auge 1 Minute beträgt, ſo erſcheint offenbar der Durchmeſſer des Mondes durch die Irradiation um zwei Minuten, alſo um $^1/_{15}$, vergrößert. Betrachtet man nun den Mond durch ein gutes Fernrohr, ſo wird wohl der Durchmeſſer des Mondes, aber nicht die Irradiation, vergrößert; nehmen wir an, das Fernrohr bewirke eine 100malige Vergrößerung, ſo wird der Durchmeſſer des Mondes unter einem Geſichtswinkel von 3000′ erſcheinen; wenn nun dieſer Winkel durch die Irradiation noch um 2′ vergrößert wird, ſo beträgt doch dieſe Vergrößerung nur $\frac{1}{1500}$, ſie übt alſo hier einen verhältnißmäßig ſehr geringen Einfluß aus. Bedenkt man nun außerdem noch, daß die Intenſität des Lichts durch die ſtarke Vergrößerung geſchwächt wird, daß alſo auch deshalb noch der Einfluß der Irradiation geringer ausfällt, ſo begreift man ſehr gut, wie bei Beobachtungen mit guten Fernröhren der Einfluß der Irradiation ganz verſchwindet.

204 **Verſchwinden ſchmaler Geſichtsobjecte.** Die Ausbreitung des Lichteindrucks auf der Nervenhaut erklärt auch, warum ſchmale Körper auf weißem Grunde, bis zur Ermüdung der Augen betrachtet, endlich ganz verſchwinden, ſo daß man nur den weißen Grund noch wahrnimmt. Es gelingt dies auf den ſeitlichen Theilen der Netzhaut leichter als in der Mitte. Schmale farbige Körper, etwa farbige Papierſtreifen auf weißem Grunde ſind zu dieſem Verſuche am geeignetſten; eine ſchwarze Linie auf weißem Grunde verſchwindet ſehr ſchwer.

Am auffallendſten iſt das Verſchwinden der Geſichtsobjecte an der Stelle der Netzhaut, wo der Sehnerv eintritt; man hielt früher dieſe Stelle der Netzhaut für ganz unempfindlich und nannte ſie deshalb auch das punctum coecum; dieſe Meinung iſt jedoch irrig. Wenn das Bild eines Gegenſtandes gerade auf das punctum coecum fällt, ſo wird er deshalb nicht wahrgenommen, weil der auf den umgebenden Theilen der Netzhaut hervorgebrachte Lichteindruck ſich ſo leicht dieſer Stelle mittheilt.

Auf die folgende Weiſe läßt ſich am leichteſten das Verſchwinden der Geſichtsobjecte auf dem punctum coecum zeigen: auf eine weiße horizontale Fläche $n\,n'$ legt man zwei kleine dunkle Scheibchen von 1 bis 1,5 Linien Durchmeſſer, welche ungefähr 3 Zoll weit von einander entfernt ſind, und bringt dann das rechte Auge vertikal über den Punkt links oder das linke vertikal über den Punkt rechts, und zwar ſo hoch, daß die Entfernung des Auges von dem nächſten Punkte ungefähr 5mal ſo groß iſt, als die Entfernung der beiden Scheibchen von einander; dann aber muß die Verbindungslinie der beiden Augen auch der Verbindungslinie der beiden Scheibchen parallel ſeyn. Nehmen wir an, man habe das linke Auge mit Beobachtung der angegebenen Bedingungen vertikal über den Flecken rechts gebracht, ſo wird alsdann das rechte Auge geſchloſſen und mit dem offenen der gerade unter ihm liegende Fleck fixirt; wenn man nun gleichzeitig das Scheibchen links noch wahrnimmt, ſo hat man nur nöthig, es etwas links oder rechts zu rücken, um es gänzlich verſchwinden zu machen. Hat man das Scheibchen in dieſe Stellung gebracht, ſo fällt ſein Bild gerade auf das punctum coecum; rückt man das Scheibchen wieder aus dieſer Stelle heraus, ſo daß ſein Bild wieder auf eine andere Stelle kommt, ſo wird es alsbald wieder wahrgenommen.

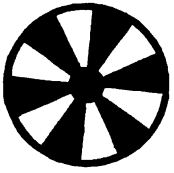
Fig. 534.



Dieſe Erſcheinung iſt ſchon von Mariotte entdeckt worden.

Dauer des Lichteindrucks. Wenn man mit einer glühenden Kohle 205
raſch einen Kreis beſchreibt, ſo kann man die Kohle ſelbſt nicht unterſcheiden, ſondern man ſieht einen feurigen Kreis. Der Grund dieſer Erſcheinung liegt darin, daß eine durch einen Lichteindruck afficirte Stelle der Retina nicht augenblicklich wieder zur Ruhe kommt, wenn der Lichteindruck ſelbſt aufgehört hat; aus demſelben Grunde kann man auch die Speichen eines ſchnell laufenden Rades nicht unterſcheiden, und die obere Fläche eines Kreiſels, welcher mit abwechſelnd weißen und ſchwarzen Sectoren bemalt iſt, wie Fig. 535, erſcheint bei raſcher Rotation gleichförmig grau. Wenn aber der Kreiſel, im Dunkeln rotirend, momentan erleuchtet wird, etwa durch einen Blitz oder einen elektriſchen Funken, ſo kann man die einzelnen Sectoren deutlich unterſcheiden.

Fig. 535.



Macht man in eine Pappſcheibe von 2—3 Zoll Durchmeſſer diametral gegenüberſtehend zwei Löcher, durch welche man Fäden zieht, wie

Fig. 536 und Fig. 537 zeigen, ſo kann man mit Hülfe dieſer Fäden die

Fig. 536.

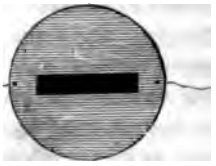
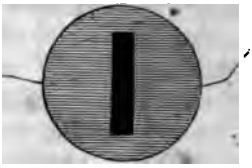


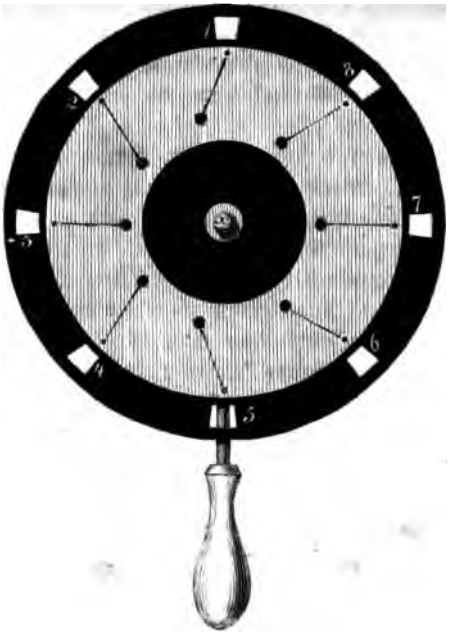
Fig. 537.



Scheibe raſch drehen, ſo daß man abwechſelnd die eine und dann wieder die andere Seite ſieht. Macht man nun auf die eine Seite einen ſchwarzen Streifen in der Richtung der beiden kleinen Löcher, auf die andere Seite einen Streifen, welcher auf dieſer Richtung rechtwinklig ſteht, ſo ſieht man bei raſcher Umdrehung ein Kreuz, weil der Eindruck des horizontalen Streifens im Auge noch nicht erloſchen iſt, wenn der vertikale Streifen ſichtbar wird. Iſt auf die eine Seite ein Käfig, auf die andere ein Vogel gemalt, ſo erſcheint bei raſcher Drehung der Vogel im Käfig u. ſ. w.

Ein recht ſinnreicher und artiger Apparat, welcher ſich ebenfalls auf die Dauer des Lichteindrucks gründet, iſt die ſogenannte Wunderſcheibe oder das Phenakiſtoſkop. Eine Scheibe von 20 bis 25 Centimeter Durchmeſſer kann um eine horizontale Axe x in eine raſche Rotationsbewegung verſetzt werden; am Rande dieſer Scheibe befindet ſich eine Reihe von Oeffnungen, welche in gleichen Abſtänden auf einander folgen; in der Fig. 538 dargeſtellten Wunderſcheibe befinden ſich 8 ſolcher Löcher. Innerhalb des durch die 8 Löcher gebildeten Ringes iſt nun eine kleinere bemalte Scheibe befeſtigt, auf welcher ein und derſelbe Gegenſtand in 8 auf einander

Fig. 538.



folgenden Stellungen abgebildet iſt, ſo daß jedem Loche eine andere Stellung entſpricht. In unſerer Figur iſt ein ganz einfacher Gegenſtand gewählt, nämlich ein Pendel. Unter der mit 1 bezeichneten Oeffnung iſt das Pendel dargeſtellt, wie es eben ſeine äußerſte Stellung links erreicht hat; unter der Oeffnung 2 ſehen wir das Pendel, wie es ſich der Gleichgewichtslage ſchon wieder genähert hat, bei 3 hat es die Gleichgewichtslage erreicht u. ſ. w. Dieſer Apparat wird nun ſo vor einen Spiegel gehalten, daß die bemalte Fläche dem Spiegel zugekehrt iſt und man durch eine Oeffnung, etwa durch die oberſte, das Bild der bemalten Scheibe im Spiegel ſieht. Wenn nun die Scheibe rotirt, ſo geht eine Oeffnung nach der andern vor dem Auge vorüber, während aber die Zwiſchenräume vor dem Auge hergehen, ſieht man nichts. Nehmen wir an, daß in einem beſtimmten Momente die Oeffnung 1 vor dem Auge vorübergeht, ſo erblickt man unter derſelben das Bild des Pendels in ſeiner größten Ausweichung; der in dieſem Moment in's Auge gelangende Lichteindruck bleibt nun, bis die zweite Oeffnung vor's Auge kommt, und nun erſcheint das Pendel an derſelben Stelle, an welcher man es eben erſt in ſeiner größten Ausweichung geſehen hatte, der Gleichgewichtslage etwas genähert; das Bild dieſer zweiten Lage bleibt im Auge, bis die dritte Oeffnung vor daſſelbe gelangt, und nun ſieht man das Pendel in ſeiner Gleichgewichtslage u. ſ. w.; die auf dieſe Weiſe der Reihe nach dem Auge vorgeführten Stellungen des Pendels machen nun täuſchend den Eindruck, als ob man ein Pendel wirklich oscilliren ſähe. Statt des Pendels kann man auch andere Gegenſtände wählen, die man der Reihe nach in eben ſo viel verſchiedenen Stellungen dargeſtellt hat, als Löcher vorhanden ſind, ſo daß jeder Oeffnung eine andere Stellung entſpricht. Sehr täuſchend laſſen ſich auf dieſe Weiſe Bewegungen von Menſchen und Thiergeſtalten darſtellen, die man in den verſchiedenen auf einander folgenden Stellungen aufgezeichnet hat.

Ebenſo wie die Gegenſtände eine gewiſſe Größe haben müſſen, um durch das Auge wahrnehmbar zu ſeyn, ebenſo muß auch der Lichteindruck eine namhafte Zeit andauern, um eine Wirkung auf die Netzhaut hervorzubringen; aus dieſem Grunde wird ein ſehr ſchnell ſich bewegender Körper, z. B. eine Kanonenkugel, nicht geſehen; das Bild der fliegenden Kugel bewegt ſich auf der Netzhaut mit ſolcher Geſchwindigkeit, daß es an keiner Stelle derſelben wahrgenommen werden kann.

Die Nachwirkungen auf der Netzhaut ſind um ſo ſtärker und dauern um ſo länger fort, je intenſiver und andauernder die primitive Einwirkung war. Die Nachbilder heller Gegenſtände ſind hell, die Nachbilder dunkler Gegenſtände dunkel, wenn das Auge einer ferneren Lichteinwirkung entzogen wird. Sieht man z. B längere Zeit unverwandt durch ein Fenſter nach dem hellen Himmel, wendet man alsdann das Auge weg, indem man

es zugleich ſchließt, ſo ſieht man noch immer die hellen Zwiſchenräume begränzt durch die dunklen Fenſterrahmen; wendet man dagegen das Auge auf eine weiße Wand, ſo erſcheint im Nachbilde hell, was im urſprünglichen dunkel war, und umgekehrt; man ſieht z. B. die Fenſterrahmen hell und die Zwiſchenräume dunkel. Dieſe Umkehrung iſt leicht zu erklären: wird das geblendete Auge auf die weiße Wand gerichtet, ſo ſind die vorher durch das helle Licht afficirten Stellen der Netzhaut weniger empfindlich gegen das weiße Licht der weißen Wand, als diejenigen Stellen der Netzhaut, auf welche das Bild der dunklen Fenſterrahmen gefallen war.

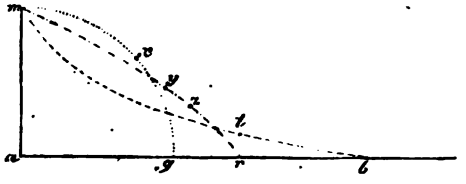
206 **Farbige Nachbilder.** Unſer Geſichtsorgan empfindet oft Farbeneindrücke, die nicht unmittelbar durch äußere Objecte hervorgebracht ſind, ſondern in einem eigenthümlich gereizten Zuſtande der Netzhaut ihren Grund haben. Man nennt ſolche Farben *ſubjective* oder auch *phyſiologiſche*. Die farbigen Nachbilder ſowohl als auch die Farben, welche durch Contraſte hervorgebracht werden, gehören hierher.

Die Nachbilder, von denen in voriger Nummer die Rede war, ſind immer mehr oder weniger gefärbt, und zwar iſt dieſe Färbung um ſo entſchiedener, je intenſiver der primitive Lichteindruck war, welcher die Nachbilder veranlaßte. Man fixire z. B. einige Zeit lang ein Kerzenlicht recht ſcharf, ſchließe dann die Augen und wende ſie nach einer dunklen Stelle des Zimmers, ſo glaubt man noch immer die Flamme vor den Augen zu haben, aber ſie verändert nach und nach ihre Farbe; ſie wird alsbald ganz gelb, geht dann durch Orange in Roth, von Roth durch Violet in grünliches Blau über, welches immer dunkler wird, bis das Nachbild endlich ganz verſchwindet. Wendet man hingegen das durch das Kerzenlicht geblendete Auge auf eine weiße Wand, ſo folgen ſich die Farben des Nachbildes in faſt entgegengeſetzter Ordnung, d. h. man ſieht anfangs ein ganz dunkles Nachbild auf dem hellen Grunde, welches alsbald blau, grün, gelb wird und iſt endlich vom weißen Grunde nicht mehr zu unterſcheiden, wenn das Nachbild ganz verſchwunden iſt, d. h. wenn die Netzhaut ſich ganz wieder erholt hat. Der Uebergang von einer Farbe zur andern beginnt am Rande und verbreitet ſich von da aus nach der Mitte. Dieſelbe Reihe von Farbenerſcheinungen beobachtet man an den Blendungsbildern weißer Papiere, die auf ſchwarzem Grunde liegend von der Sonne beſchienen ſind u. ſ. w.

Der Grund dieſer Erſcheinungen iſt wohl darin zu ſuchen, daß die Nachwirkung auf der Netzhaut nicht für alle Farben des Spectrums gleich lange dauert und daß die Abnahme der Intenſität der Nachwirkung nicht für alle Farben daſſelbe Geſetz befolgt. Um das *Abklingen* der Farben im Nachbild eines weißen Gegenſtandes zu erklären, müßte man annehmen, daß der Eindruck des Gelben am erſten verliſcht, dann Roth und endlich Blau; daß aber das Gelb anfangs langſam, dann raſcher, das Blau aber

umgekehrt anfangs raſch und ſpäter langſam an Intenſität abnimmt, ungefähr ſo wie es in Fig. 539 durch eine graphiſche Darſtellung erläutert wird. Die Abſciſſen ſind der Zeit, die Ordinaten der Intenſität der Nachwirkung proportional; es ſtellt alſo ag die Zeit dar, welche von dem Augenblick an vergeht, in welchem das Auge der Einwirkung des blendenden weißen Gegenſtandes entzogen wird, bis zu dem Momente, in welchem die Nachwirkung der in dem weißen Licht enthaltenen gelben Strahlen gänzlich erloſchen iſt; ar und ab ſtellen die entſprechenden Zeiten für das rothe und blaue Licht dar; die Kurven mg, mr und mb ſtellen das Geſetz dar, nach welchem die Intenſität der Nachwirkung für Gelb, Roth und Blau abnimmt; die übrigen Farben des Spectrums wollen wir der Einfachheit wegen vor der Hand noch unberückſichtigt laſſen. In dem Moment, in welchem das Auge der Einwirkung des blendenden Gegenſtandes entzogen wird, hat das Auge noch die Empfindung von Weiß, weil es durch alle Farben gleichmäßig afficirt iſt; nun nimmt aber anfangs die Nachwirkung aller anderen Farbenſtrahlen raſcher ab als die der gelben, deshalb wird das Nachbild bald eine gelbe Färbung annehmen müſſen. Die gelbe Färbung geht aber alsbald durch Orange in Roth über, weil nach einiger Zeit die Intenſität des gelben Nachbildes ſo raſch abnimmt, daß bald das rothe Nachbild überwiegend wird; da aber dieſes auch eher ganz verſchwindet als das blaue Nachbild, ſo wird ſich endlich die blaue Färbung geltend machen müſſen.

Fig. 539.



Die Kurve für Orange würde ſo zu legen ſeyn, daß ſie die Kurve mg in x, mr aber in y ſchnitte; die Kurve für Grün würde mr in z, mb in t ſcheiden.

Wendet man das geblendete Auge auf eine weiße Fläche, ſo erſcheint das Nachbild dunkel, weil die geblendeten Stellen der Netzhaut für das weiße Licht der Fläche unempfindlicher ſind; nun aber bleibt anfangs die Nachwirkung der rothen und gelben Strahlen noch vorherrſchend, während die der blauen raſch abnimmt, das Auge wird alſo für blaues Licht eher wieder etwas empfindlich, das auf dem hellen Grund zuerſt ganz dunkel erſcheinende Nachbild wird alſo zunächſt eine blaue Färbung annehmen. Die Nachwirkung des Gelb erliſcht auf der Netzhaut zuerſt, ſie erhält alſo ihre volle Empfindlichkeit für die gelben Strahlen zuerſt, in dieſer Periode alſo wird das geblendete Auge, auf eine weiße Fläche ſehend, ein gelbes Nachbild wahrnehmen, nachdem daſſelbe Nüancen durchlaufen hat, welche

immer denen complementär ſind, welche man in denſelben Momenten bei geſchloſſenem Auge würde wahrgenommen haben. In der That braucht man nur das bis dahin geſchloſſene Auge zu öffnen, wenn das Nachbild auf dunklem Grunde eine beſtimmte Farbe erlangt hat, und es auf eine weiße Fläche zu richten, um ſogleich das complementäre Nachbild auf weißem Grunde zu ſehen. Nachdem das Auge ſeine volle Empfindlichkeit für Gelb wieder erlangt hat, erlangt es alsbald auch der Reihe nach ſeine volle Empfindlichkeit für die anderen Farben wieder, und ſomit geht das gelbe Nachbild auf dem hellen Grunde in ein weißes über, d. h. man kann es endlich nicht mehr von dem hellen Grunde unterſcheiden.

Wenn man längere Zeit einen farbigen Fleck auf weißem Grunde ſcharf fixirt und dann das Auge ſeitwärts auf die weiße Fläche richtet, ſo ſieht man ein complementär gefärbtes Nachbild; war der Fleck blau, ſo iſt das Nachbild gelb, war er roth, ſo iſt es grün u. ſ. w. Dieſe Erſcheinung erklärt ſich dadurch, daß die Netzhaut für die Farbe des Objectes abgeſtumpft und alſo für diejenigen im weißen Licht enthaltenen Farben empfindlicher wird, die nicht in der Nüance des Objectes enthalten ſind, welches die Blendung veranlaßte.

Daß die Retina durch das längere Betrachten eines ſtark erleuchteten farbigen Gegenſtandes allmälig gegen dieſe Farbe abgeſtumpft wird, geht auch daraus hervor, daß ſie nach und nach immer matter und unſcheinbarer wird. Man kann ſich davon am leichteſten auf folgende Weiſe überzeugen. Man fixire längere Zeit ein farbiges, etwa ein rothes Quadrat, welches ſich auf einem weißen Grunde befindet, und wende dann das Auge nur etwas ſeitwärts, ſo daß das complementäre Nachbild zum Theil noch auf das farbige Quadrat fällt, wie dies Fig. 540 angedeutet iſt. Der freie Theil des Nachbildes erſcheint jetzt grün, der frei gewordene Theil des urſprünglichen Bildes, d. h. derjenige Theil, welcher ſeine Strahlen jetzt auf Stellen der Netzhaut ſendet, die vorher noch nicht von dem rothen Lichte getroffen waren, erſcheint lebhaft roth; da aber, wo beide Quadrate über einander fallen, ſieht man ein weit matteres Roth, denn die von dieſem Theile des objectiven rothen Quadrates ausgehenden Strahlen treffen noch immer ſolche Stellen der Netzhaut, welche gegen den Eindruck des rothen Lichtes ſchon mehr abgeſtumpft ſind.

Fig. 540.

Sehr auffallend iſt das Unſcheinbarwerden der Farben bei einem von Brewſter angegebenen Verſuche. Betrachtet man das Spectrum einer Kerzenflamme anhaltend durch ein Prisma, ſo werden nach und nach die Farben immer unſcheinbarer; zuerſt verſchwindet Roth und Grün, dann Blau, endlich auch das Gelb, und man ſieht ſtatt des farbigen Spectrums

nur noch einen langen weißlichen Streifen; am ſicherſten gelingt der Verſuch, wenn man mit der Hand das obere Augenlied feſthält, um es am Herunterfallen zu verhindern.

Sollte man es bei einer Kerzenflamme nicht zum Verſchwinden der Farben bringen können, denn dieſe, wie alle ſubjectiven Geſichtserſcheinungen, entwickeln ſich nicht bei allen Individuen mit gleicher Intenſität, ſo nehme man eine intenſivere weiße Flamme zum Object. Auf jeden Fall gelingt der Verſuch, wenn man durch das Prisma direct das Sonnenbild betrachtet; das Licht iſt ſo intenſiv, daß man ſogleich nur einen weißen Streifen ohne alle Färbung wahrnimmt.

Man hat gegen die eben gegebene Erklärung der complementären Nachbilder eingewendet, daß man das complementäre Nachbild ſelbſt dann wahrnimmt, wenn man das Auge nicht auf eine weiße, ſondern auf eine ſchwarze Fläche richtet, daß alſo das weiße Bild hier gar nicht in Betracht zu ziehen ſey.

Wenn man aber auch auf einer dunklen Fläche das complementäre Nachbild wahrnimmt, ſo iſt es doch ſehr dunkel und ungleich weniger intenſiv, als wenn man das Auge auf eine helle Fläche richtet; ſchon dieſer Umſtand beweiſ't, welch wichtigen Antheil das objective Weiß an der Erſcheinung hat. Daß man auf der dunklen Fläche überhaupt noch ein complementäres Nachbild unterſcheiden kann, rührt wohl größtentheils daher, daß eine ſolche Fläche noch nie abſolut dunkel iſt und immer noch etwas weißes Licht in's Auge ſendet. Da man jedoch auch unter ſolchen Umſtänden complementäre Nachbilder beobachtet hat, bei welchen jedenfalls gar kein weißes Licht in's Auge fiel, ſo ſuchen Andere die Urſache der complementären Nachbilder lediglich in der Thätigkeit der Netzhaut, und man muß auch zugeben, daß die Netzhaut ſelbſt, durch einen primitiven Farbenreiz afficirt, in einen ſolchen Zuſtand übergehen kann, als ob ſie durch das complementäre Licht getroffen würde. Für ſich allein reicht keine der beiden Anſichten aus, um alle hierher gehörigen Erſcheinungen zu erklären, eine genügende Theorie wird wohl beide Urſachen zugleich berückſichtigen müſſen. Unter den Gelehrten, welche über die eben beſprochenen Erſcheinungen, ſo wie über die Contraſtfarben gearbeitet haben, ſind beſonders Plateau und Fechner zu nennen. Pogg. Ann. XXXII. XLIV. und L.

Contraſtfarben. Ein grauer Fleck erſcheint auf einer weißen Fläche 207
dunkler, auf einer ſchwarzen heller, als wenn die ganze Fläche mit demſelben grauen Tone überzogen wäre. Ein Verſuch, welcher dies recht deutlich zeigt, iſt folgender: man bringe einen ſchmalen undurchſichtigen Körper, etwa einen Bleiſtift, zwiſchen eine Kerzenflamme und eine weiße Fläche, ſo wird man einen dunklen Schatten auf hellem Grunde ſehen; bringt man nun eine zweite Kerzenflamme neben die erſtere, ſo ſieht man zwei dunkle Schatten auf dem hellen Grunde; jeder dieſer Schatten iſt aber jetzt durch

eine Kerze alſo eben ſo ſtark erleuchtet, als vorher die ganze Fläche war, und doch hielt man vorher die Fläche für hell und jetzt den Schatten für dunkel; dieſer Verſuch beweiſ't den bedeutenden Einfluß des Contraſtes.

Noch auffallender ſind die Contraſterſcheinungen bei Betrachtungen farbiger Gegenſtände, wobei man oft complementäre Farben ſieht, welche objectiv gar nicht vorhanden ſind.

Legt man einen ſchmalen grauen Papierſchnitzel auf ein lichtgrünes Papier, ſo erſcheint der Streifen röthlich, legt man ihn auf ein blaues Papier, ſo erſcheint er gelb, kurz er erſcheint immer complementär zur Farbe des Grundes. Sehr deutlich nimmt man die Erſcheinung wahr, wenn man einen ungefähr 1^{mm} breiten Streifen von weißem Papier auf eine Tafel von farbigem Glaſe klebt und dann durch daſſelbe nach einer weißen Fläche, etwa nach einem Blatt weißen Papiers ſieht, oder auch, indem man die eine Seite des Glaſes ganz mit einem dünnen Papier bedeckt, auf die andere den ſchmalen Streifen befeſtigt und dann das Glas vor eine Kerzenflamme hält; der Streifen erſcheint dann complementär zur Farbe des Glaſes, alſo roth auf einem grünen Glaſe, blau auf einem gelben u. ſ. w.

Hierher gehören auch die ſogenannten farbigen Schatten, welche erſcheinen, wenn in farbigem Lichte ein ſchmaler Körper einen Schatten wirft und dieſer Schatten durch weißes Licht beleuchtet iſt. Man erhält ſolche farbigen Schatten am leichteſten auf folgende Weiſe: man läßt Lichtſtrahlen durch ein farbiges Glas auf eine weiße Fläche, etwa auf weißes Papier, fallen, ſo daß ſie nun farbig erſcheint; fängt man nun an irgend einer Stelle die das Papier beleuchtenden farbigen Strahlen durch einen ſchmalen Körper auf, ſo erhält man einen ſchmalen Schatten, welcher nur durch das ringsum verbreitete weiße Tageslicht erhellt iſt; dieſer Schatten erſcheint nun complementär zum Grunde; wendet man ein rothes Glas an, ſo erſcheint der Schatten grün; er erſcheint blau, wenn man ein gelbes Glas anwendet u. ſ. w. Die Farben dieſer Schatten ſind rein ſubjectiv.

Manchmal beobachtet man auch farbige Schatten, welche wirklich objectiv verſchiedenfarbig ſind; ſie entſtehen, wenn ein Körper bei doppelter Beleuchtung zwei Schatten wirft und die beiden Lichtquellen verſchiedene Farben haben, denn alsbald iſt der eine Schatten nur durch Licht von der einen, der andere Schatten nur durch Licht von der anderen Farbe beleuchtet. Solche farbigen Schatten entſtehen, wenn in der Dämmerung das bläuliche Himmelslicht in ein Zimmer fällt, in welchem ſich eine brennende Kerze befindet; hält man ein Stäbchen ſo, daß es einen Schatten im Kerzenlicht, einen zweiten im Tageslicht auf eine weiße Fläche wirft, ſo erſcheint der eine Schatten blau, der andere gelb, weil der eine nur durch das bläuliche Tageslicht, der andere nur durch das gelbliche Kerzenlicht beleuchtet iſt; doch möchte auch bei dieſem Falle der Contraſt einen großen Einfluß

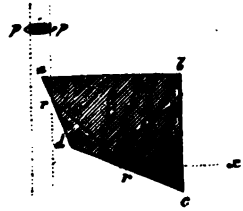
auf die Intensität der Farbenerscheinung und somit die Erscheinung einen theils objectiven, theils subjectiven Grund haben.

Was die Erklärung der farbigen Nebenbilder betrifft, so ist sie wohl darin zu suchen, daß, wenn irgend ein Theil der Netzhaut durch farbiges Licht afficirt wird, diese directe Wirkung auch auf die benachbarten Stellen der Netzhaut in der Weise reagirt, daß sie in einen dem primitiven Eindrucke complementären Zustand versetzt werden.

Jede Zusammenstellung von Farben, welche complementär zu einander sind, macht einen angenehmen Eindruck auf das Auge, was leicht begreiflich ist, wenn man bedenkt, daß, wenn irgend ein Theil der Netzhaut direct durch irgend eine Farbe afficirt wird, sie ja selbst ein Bestreben zeigt, auf den benachbarten Stellen diesen Gegensatz hervorzurufen. Jede Zusammenstellung nicht complementärer Farben ist dagegen unharmonisch und macht einen um so unangenehmeren Eindruck, je intensiver die Farben sind; man nennt solche Zusammenstellungen grell oder schreiend. So wird z. B. eine grüne Uniform mit carmoisinrothen Aufschlägen einen angenehmen Eindruck machen, eine rothe Uniform mit gelben Aufschlägen würde dagegen Jedermann für geschmacklos erklären. Ueber die Contrastfarben hat Chevreul ein höchst interessantes Werk geschrieben.

Wollaston's camera lucida oder clara. Dieser Apparat dient, 208
um die Umrisse irgend eines Gegenstandes, etwa eines Hauses, einer Landschaft u. s. w. nachzuzeichnen. Er besteht im Wesentlichen aus einem vierseitigen Prisma $abcd$, Fig. 541, welches bei b einen rechten und bei d einen stumpfen Winkel von 135° hat; die Fläche cb ist gegen das Object gekehrt, dessen Zeichnung man entwerfen will. Ein vom Gegenstande kommender Lichtstrahl dringt zuerst an der Fläche cb rechtwinklig in das Prisma ein, erleidet an der Fläche cd eine erste und an der Fläche ad eine zweite totale Reflexion und tritt endlich nahe bei dem Eck a rechtwinklig zur Fläche ab wieder aus. Wird nun das Auge etwas über diese Fläche gehalten, so daß sich die Pupille etwa in pp' befindet, so ist klar, daß man durch die eine Hälfte der Pupille das reflectirte Bild des Gegenstandes x sehen wird, während man durch die andere Hälfte der Pupille direct an dem Eck a vorbei nach einem horizontalen weißen Blatt Papier sieht, auf welchem sich dieses Bild projicirt. Wenn man nun mit der Hand den Bleistift auf das Papier hält, so sieht man zugleich die Spitze des Bleistiftes und das Bild, man kann also leicht die Contouren des letzteren mit dem Bleistift nachfahren.

Fig. 541.



Damit dieses Instrument für die Anwendung bequemer sey und das Auge nicht ermüde, muß man gefärbte Gläser anwenden, um zu machen

daß beide Bilder ungefähr gleiche Helligkeit haben, und Linſen, um zu bewirken, daß die Strahlen von beiden mit gleicher Divergenz auf das Auge fallen, damit das Auge ſich für beide accommodiren kann.

Nach Sömmering's Angabe kann man eine camera clara ganz einfach aus einem kleinen Metallſpiegel machen, der in der Mitte ein Loch von 3 bis 4 Millimetern Durchmeſſer hat. Man ſieht die Gegenſtände direct durch das Loch und das Bild des Bleiſtiftes und des Papiers im Spiegel.

209 **Die camera obscura.** Die von dem Neapolitaner Porta um die Mitte des 17ten Jahrhunderts erfundene camera obscura beſteht im Weſentlichen aus einer Sammellinſe von etwas großer Brennweite, durch welche ein Bild entfernter Gegenſtände, etwa einer Landſchaft, entworfen wird; um den Effect dieſes Bildes möglichſt zu heben, muß von der Fläche, auf welcher es aufgefangen wird, alles ſeitliche, nicht hierher gehörige Licht ſorgfältig ausgeſchloſſen werden, d. h. es muß in einer dunklen Kammer aufgefangen werden.

Die bisher gebräuchlichſten Formen der camera obscura ſind in Fig. 542 und Fig. 543 dargeſtellt. Fig. 542 ſtellt einen Kaſten dar, an dem ſich ein Hals $a\,b\,c\,d$ befindet, in welchem eine Sammellinſe $b\,c$ angebracht iſt; die durch dieſe Linſe in den dunklen Kaſten eindringenden Strahlen werden durch einen, in einem Winkel von 45° gegen die Axe der Linſe geneigten ebenen Spiegel nach oben reflectirt, ſo daß das Bild eines entfernten Gegenſtandes bei $i\,k$ auf einer matt geſchliffenen Glastafel aufgefangen werden kann. Der Deckel $g\,h$ dient, um das fremde Licht von dem Bilde möglichſt abzuhalten. Wenn die mattgeſchliffene Seite des Glaſes nach oben gekehrt iſt, ſo kann man auf demſelben mit Bleiſtift die Umriſſe des in $i\,k$ entſtehenden Bildes nachfahren und ſo eine naturgetreue Zeichnung der Gegenſtände erhalten.

Fig. 542.

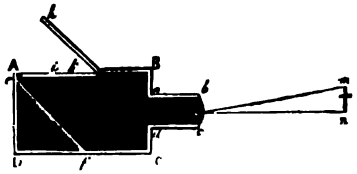


Fig. 543.

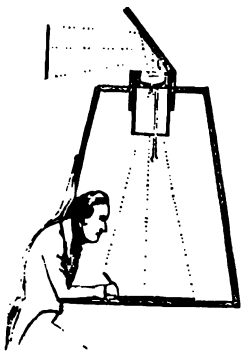


Fig. 543 ſtellt einen ziemlich hohen Kaſten dar, auf deſſen Boden ein Blatt weißes Papier gelegt wird; durch die obere Fläche des Kaſtens geht eine Röhre, welche die Sammellinſe enthält, über welcher ſich dann ein in einem Winkel von 45° gegen die Vertikale geneigter ebener Spiegel befindet. Die von dem Gegenſtande kommenden Strahlen werden durch den Spiegel nach unten reflectirt, ſo daß das Bild auf der Fläche des Papiers entſteht.

Dieſes Bild iſt ſehr lebhaft, weil durch die Wände des Kaſtens alles ſeitliche Licht ausgeſchloſſen iſt, und man kann deshalb die Contouren dieſes Bildes leicht mit Bleiſtift nachfahren.

Die Nettigkeit der in einer camera obscura entſtehenden Bilder hat wohl ſchon oft den Wunſch erregt, dieſe Bilder gewiſſermaßen fixiren zu können; und wenn wohl auch die Meiſten dieſen Wunſch als ein pium desiderium betrachteten, ſo hat es doch auch nicht an ſolchen gefehlt, welche ſich beſtrebten ihn zu realiſiren. Da das Licht chemiſche Wirkungen hervorbringt, da es z. B. das Chlorſilber ſchwärzt, ſo lag wenigſtens die Möglichkeit vor, durch das Bild der camera obscura bleibende Eindrücke hervorzubringen. Von der Erfindung Daguerre's, welcher bekanntlich eine ſolche Methode erfand, durch welche die Bilder der camera obscura auf eine wahrhaft bewundernswürdige Weiſe fixirt werden, ſoll weiter unten die Rede ſeyn.

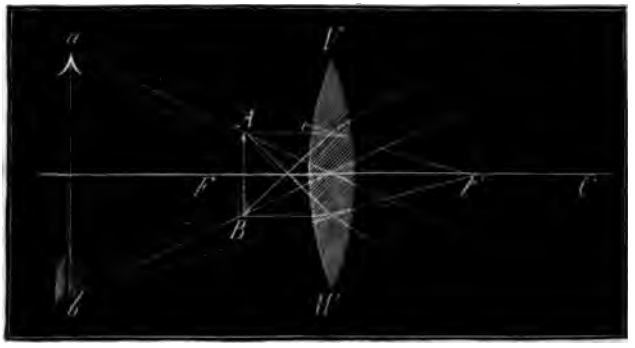
Die für die Anfertigung Daguerre'ſcher Bilder vortheilhafteſte Conſtruction der camera obscura iſt diejenige, welche Voigtländer in Wien dieſem Apparate gegeben hat. Die Linſe, die er zu ſeinem Apparate anwendet, beſteht aus einer Combination von Crownflintglaslinſen, welche nach Petzwal's Angaben geſchliffen ſind und durch welche das auf einer Ebene aufgefangene Bild ungleich ſchärfer wird, als es bei einer gewöhnlichen achromatiſchen Linſe der Fall iſt.

Die Luppe oder das einfache Mikroſkop. Wir haben oben geſehen, daß 210
die ſcheinbare Größe eines Gegenſtandes von der Größe des Sehwinkels abhängt, unter welchem er erſcheint; der Sehwinkel wird aber um ſo größer, je mehr der Gegenſtand dem Auge genähert wird; nun aber können wir ihn nur bis zu einer gewiſſen Gränze, der Weite des deutlichen Sehens, dem unbewaffneten Auge nähern, wenn noch eine ſcharfe Unterſcheidung der Gränzen und der einzelnen Theile möglich ſeyn ſoll, und dadurch iſt auch einer weiteren Vergrößerung des Sehwinkels eine Gränze geſetzt. Ein jedes Inſtrument, welches eine weitere Vergrößerung für den Sehwinkel kleiner naher Gegenſtände möglich macht, als es bei unbewaffnetem Auge der Fall iſt, wird ein Mikroſkop genannt. Nach dieſer Erklärung iſt auch die kleine Oeffnung im Kartenblatt, welche oben auf Seite 447 beſprochen wurde, ein Mikroſkop und zwar ein einfaches, doch bezeichnet man mit dem Namen des einfachen Mikroſkopes in der Regel nur Collectivlinſen von kurzer Brennweite.

Um zu begreifen, wie eine einfache Sammellinſe als Mikroſkop dienen kann, braucht man nur einen Blick auf Fig. 544 (a. f. S.) zu werfen. Es ſey *VW* eine Sammellinſe, *AB* ein Gegenſtand, der ſich innerhalb der Brennweite des Glaſes befindet, ſo divergiren alle von einem Punkte des Gegenſtandes *AB* ausgehenden Strahlen nach ihrem Durchgange durch die Linſe gerade ſo, als ob ſie von dem entſprechenden Punkte des Bildes *ab* herkämen, wie dies ſchon oben auf Seite 416 gezeigt wurde; ein hinter der Linſe be-

findliches Auge wird aber den Gegenſtand durch die Linſe deutlich ſehen

Fig. 544.



können, wenn ſich das Bild ab in der Weite des deutlichen Sehens befindet; in dieſem Falle aber liegt der Gegenſtand ſelbſt dem Auge weit näher; ohne die Linſe würde man ihn alſo nicht mehr deutlich ſehen können. Die vergrößernde Kraft der Linſe iſt alſo im Weſentlichen darin zu ſuchen, daß ſie es möglich macht, den Gegenſtand dem Auge ſehr nahe zu bringen, wodurch denn natürlich auch der Sehwinkel vergrößert wird.

Um die durch die Luppe hervorgebrachte Vergrößerung zu beſtimmen, müſſen wir die Größe des Sehwinkels, unter welchem das Bild ab dem Auge erſcheint, wenn es ſich in der Entfernung des deutlichen Sehens befindet, mit der Größe des Sehwinkels vergleichen, unter welchem der Gegenſtand ſelbſt erſcheinen würde, wenn er eben ſo weit vom Auge entfernt wäre.

Genau läßt ſich der Winkel, unter welchem das Bild ab erſcheint, nur dann ermitteln, wenn die Entfernung des Glaſes vom Kreuzungspunkte im Auge bekannt iſt; da man aber das Auge dicht hinter das Glas hält und die Dicke der Linſe ſelbſt unbedeutend iſt, ſo kann man ohne merklichen Fehler den Kreuzungspunkt mit dem Mittelpunkte O der Linſe zuſammenfallend annehmen; unter dieſer Vorausſetzung iſt nun die Vergrößerung leicht zu berechnen.

Von O aus geſehen erſcheint der Gegenſtand AB und das Bild ab unter gleichem Geſichtswinkel, wir finden alſo die Vergrößerung, wenn man den Geſichtswinkel, unter welchem AB erſcheint, mit demjenigen vergleicht, unter welchem derſelbe Gegenſtand erſcheinen würde, wenn er bis in die Weite des deutlichen Sehens vom O entfernt, wenn er alſo an die Stelle des Bildes ab geſetzt wäre. Da die ſcheinbare Größe eines Gegenſtandes ſeiner Entfernung vom Auge umgekehrt proportional iſt, ſo verhält ſich der Geſichtswinkel AOB zu dem Winkel, unter welchem AB von O aus betrachtet erſcheinen würde, wenn dieſer Gegenſtand bis ab fortgerückt

wäre, umgekehrt wie die Entfernungen des Gegenſtandes AB und des Bildes ab von O. Bezeichnen wir die Entfernung des Bildes von O mit d, die Entfernung des Gegenſtandes AB vom Auge mit x, ſo iſt die Vergrößerung $\frac{d}{x}$, wo für d die Weite des deutlichen Sehens zu ſetzen iſt.

Zwiſchen der Entfernung d des Bildes, der Entfernung x des Gegenſtandes und der Brennweite beſteht aber die Beziehung

$$\frac{1}{x} - \frac{1}{d} = \frac{1}{f}$$

und daraus folgt

$$x = \frac{df}{d+f}$$

Setzt man dieſen Werth von x in den Quotienten $\frac{d}{x}$, ſo erhält man für die Vergrößerung den Werth

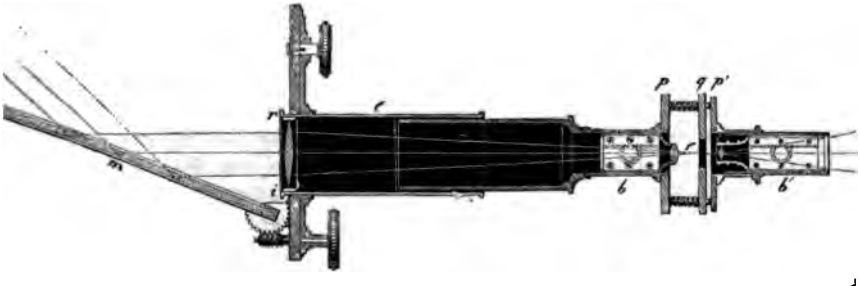
$$\frac{d+f}{f}$$

Das heißt mit Worten, man findet die Vergrößerung durch die Luppe, wenn man zur Weite des deutlichen Sehens die Brennweite des Glaſes addirt und die erhaltene Summe durch die Brennweite dividirt. Wäre z. B. die Weite des deutlichen Sehens 10 Zoll, die Brennweite der Luppe 2 Zoll, ſo würde die Vergrößerung $\frac{12}{2} = 6$ ſeyn.

Der Quotient $\frac{d+f}{f}$ wird um ſo größer, je kleiner f iſt; je kleiner alſo die Brennweite der Luppe iſt, deſto ſtärker vergrößert ſie.

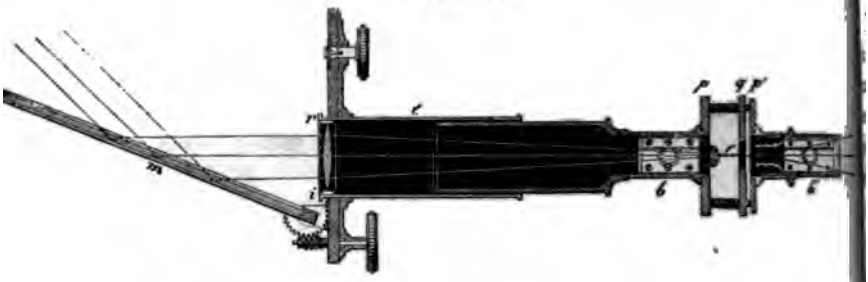
Das Sonnenmikroſkop. Dieſes Inſtrument, deſſen Wirkung zu 211
den intereſſanteſten und inſtructivſten in der Optik gehört, beſteht aus einem Syſteme von Gläſern, welche zur Erleuchtung der Objecte dienen, und aus einem Syſteme von Linſen von kurzer Brennweite, welche ein Sammelbild der Objecte geben. Fig. 545 ſtellt ein ſolches Sonnenmikroſkop dar.

Fig. 445.



Der Spiegel *m* reflectirt das Sonnenlicht nach der Röhre *t*, parallel

Fig. 546.



mit der Axe derſelben. Die Linſe *t r* macht die Strahlen etwas convergirend, eine zweite Linſe *f* vermehrt aber noch dieſe Convergenz, ſo daß die Strahlen in einem Brennpunkte vereinigt werden, welcher ſich ſehr nahe bei dem, dem Verſuche zu unterwerfenden Objecte befindet. Damit dies nun jederzeit möglich ſey, muß die Linſe *f* beweglich gemacht werden; die Bewegung wird durch ein Getriebe hervorgebracht, deſſen Knopf ſich außerhalb der Röhre befindet, und welches in eine kleine gezahnte Stange eingreift, welche an der Faſſung der Linſe *f* befeſtigt iſt.

Die Ajuſtirung des Objects iſt ein ſehr wichtiger Punkt. Will man z. B. kleine Körper beobachten, welche ſich in Flüſſigkeiten befinden, wie Blutkügelchen, Infuſorien, kleine Kryſtällchen, die ſich in der verdampfenden Auflöſung bilden u. ſ. w., ſo reicht es hin, einen Tropfen der Flüſſigkeit auf ein Glas mit parallelen Flächen zu ſetzen und dann dieſe Platte in den Apparat zu bringen, in dem man den Tropfen den Erleuchtungslinſen zukehrt. In anderen Fällen wird das Object nur zwiſchen zwei Glasplatten gebracht, in noch anderen Fällen endlich werden die Gegenſtände in ein mit ebenen Glaswänden verſehenes Gefäß gebracht, welches eine Flüſſigkeit enthält; letzteres Verfahren wird z. B. angewandt, wenn man die Circulation des Blutes im Schwanze der Kaulquappe oder die Saftbewegung in der Chara u. ſ. w. beobachten will. Alle dieſe Gegenſtände können nun leicht in dem Mikroſkope mit Hülfe eines in Fig. 546 dargeſtellten Mechanismus befeſtigt werden; *p* und *p'* ſind viereckige Platten von Meſſing, welche an ihren Ecken durch Stäbchen deſſelben Metalls verbunden ſind. Um jedes Stäbchen geht eine ſpiralförmig gewundene Feder herum, welche eine dritte Platte *q* gegen die Platte *p'* drückt. Zwiſchen die Platten *q* und *p'* nun werden die Glasplatten mit den Objecten eingeſchoben. Dieſes ganze Syſtem von Platten iſt nun noch um die Axe der Röhre *t*

drehbar, ſo daß man den Gegenſtand in verſchiedene Lagen bringen kann, ohne dadurch das Bild zu ſtören.

Iſt nun ſo das Object gehörig ajuſtirt und beleuchtet, ſo iſt es leicht, ein vergrößertes Bild davon zu erhalten. Dazu dient nämlich die achromatiſche Linſe *l*, welche in der That die Objectivlinſe iſt. An der Faſſung dieſer Linſe iſt eine gezahnte Stange befeſtigt, in welche ein Getriebe eingreift, wodurch die Linſe *l* nach Belieben verſchoben werden kann. Man nähert oder entfernt nun die Linſe von dem Gegenſtande, bis man endlich ein ſcharfes helles Bild auf einer weißen Wand, einem Leinentuch oder einem Papierſchirm in einer Entfernung von 10, 15 bis 20 Fuß auffängt. Da hier ein wirkliches Bild entſteht, ſo verſteht ſich von ſelbſt, daß das Object jenſeits des Brennpunktes der Linſe *l* ſich befinden muß. Man kann die Vergrößerung berechnen, wenn man die Entfernung des Gegenſtandes von der Linſe in die Entfernung des Bildes von derſelben dividirt. Will man aber die Vergrößerung direct beobachten, ſo muß man als Object ein Glasmikrometer anwenden, deſſen Theilung eine bekannte Größe hat, und dann die Abtheilungen in dem Bilde meſſen.

Man hat auch ähnliche Mikroſkope conſtruirt, in denen das Licht der Sonne durch künſtliches Licht, etwa durch das Licht eines im Knallgasgebläſe glühend gemachten Kalkſtückchens (Drummond'ſches Kalklicht), oder auch nur durch das Licht einer intenſiv leuchtenden Lampe erſetzt iſt. Die Vergrößerung muß um ſo geringer ſeyn, je weniger intenſiv das beleuchtende Licht iſt.

Die Zauberlaterne (laterna magica) beruht auf denſelben Principien, nur ſind die Gegenſtände in größeren Dimenſionen auf Glas gemalt und werden durch das Licht einer Lampe erleuchtet, die höchſtens eine 15 bis 20fache Vergrößerung erlaubt.

Das zuſammengeſetzte Mikroſkop. Die Principien, auf welchen 212
die Conſtruction aller, wenn auch in ihrer ſonſtigen Einrichtung noch ſo ſehr abweichenden Mikroſkopen beruht, ſind folgende:

1) Die Gegenſtände, welche man dem Verſuche unterwerfen will, befinden ſich nahe bei einer Sammellinſe *b* von kurzer Brennweite, und zwar etwas jenſeits des Brennpunktes. Dieſe Linſe, ſie mag nun einfach oder zuſammengeſetzt, achromatiſch oder nicht ſeyn, wird die Objectivlinſe oder das Objectiv des Mikroſkops genannt.

2) Die wirklichen und vergrößerten Bilder, welche von den Objecten durch das Objectiv entworfen werden, werden durch eine Sammellinſe *c* betrachtet, welche hier als Luppe dient; dieſe zweite Linſe, welche ebenfalls

einfach oder zuſammengeſetzt, achromatiſch oder nicht achromatiſch ſein kann, wird das Oculargla s oder das Ocular des Mikroſkops genannt.

Fig. 447.

So iſt denn jedes dioptriſche Mikroſkop im Weſentlichen aus einem Objectiv und einem Ocular zuſammengeſetzt, und die Vergrößerung des Mikroſkops iſt das Product der Vergrößerungen, welche jedes dieſer Gläſer hervorbringt. Wenn z. B. das Objectiv im Durchmeſſer 5mal, das Ocular aber 10mal vergrößerte, ſo würde ein ſolches Mikroſkop den Durchmeſſer der Gegenſtände 50mal, die Oberfläche alſo 2500mal vergrößern. Eine 1000fache Vergrößerung des Durchmeſſers, alſo eine 1,000,000fache Vergrößerung der Oberfläche würde man erhalten, wenn die Vergrößerungen des Objectivs und des Oculars reſpective wären 100 und 10, oder 50 und 20, oder 40 und 25 u. ſ. w.

Nach dieſen Grundſätzen iſt es leicht, aus den Dimenſionen eines Mikroſkops ſeine Wirkungen zu berechnen. Nehmen wir z. B. an, das Objectiv habe 5 Millimeter, das Ocular 20 Millimeter Brennweite, das Object befinde ſich $^1/_{10}$ Millimeter weit von dem Brennpunkte des Objectivs, ſo wird das Bild in einer Entfernung von 255 Millimetern entſtehen, das Bild iſt alſo 40mal ſo weit von der Linſe als das Object, die Vergrößerung des Objectivs iſt alſo eine 40fache; ein Gegenſtand von $^1/_{10}$ Millimeter Durchmeſſer wird alſo im Bilde einen Durchmeſſer von 4 Millimetern haben. Um nun das Bild durch das Ocular zu betrachten, muß es 18,62 Millimeter weit vom Bilde ſich befinden (wenn man eine mittlere Sehweite von 10 Zoll oder 270 Millimetern annimmt), durch das Ocular wird alſo auch eine 14,5fache Vergrößerung hervorgebracht, das ganze Mikroſkop vergrößert alſo $40 \times 14{,}5$, d. h. 580mal. Unter dieſen Vorausſetzungen muß das Inſtrument eine Länge von $255 + 18{,}62 = 273{,}62$ Millimetern haben.

Mit demſelben Objectiv und demſelben Oculare könnte man auch noch ſtärkere oder ſchwächere Vergrößerungen hervorbringen, wenn man das Object näher oder weiter von dem Brennpunkte des Objectivs anbrächte; zu gleicher Zeit aber müßte man das ganze Inſtrument verlängern oder verkürzen, d. h. man müßte die beiden Linſen von einander entfernen oder

nähern, weil das durch das Objectiv hervorgebrachte Bild ſich von demſelben entfernt oder nähert, wenn man das Object näher oder weiter rückt.

Darauf gründet ſich die Conſtruction der ſogenannten pankratiſchen Mikroſkope, welche im weſentlichen folgende Conſtruction haben. Das Objectiv befindet ſich am unteren Ende einer Röhre, welche durch ein Getriebe dem feſten Gegenſtande genähert oder entfernt werden kann; in dieſer Röhre ſteckt die Ocularröhre ſo, daß ſie der Objectivlinſe näher oder ferner gebracht werden kann.

Nehmen wir an, man ſehe bei einer beſtimmten gegenſeitigen Entfernung des Gegenſtandes, Objectivs und Oculars ein deutliches Bild. Nähert man nun das Objectiv dem Gegenſtande, ſo wird das durch die Objectivlinſe entworfene Bild deſſelben weiter vom Glaſe wegfallen, man muß alſo das Ocular jetzt vom Objectiv entfernen, um nur wieder ein deutliches Bild zu erhalten, welches aber jetzt größer ſeyn wird als vorher.

Je mehr man alſo das Objectiv dem Gegenſtande nähert, deſto mehr muß man das Ocular vom Objective entfernen und deſto größer werden die Bilder; mit einem ſolchen Inſtrumente erhält man alſo ſehr verſchiedene Vergrößerungen, ohne die Linſen zu wechſeln.

Wir haben oben ein zuſammengeſetztes Mikroſkop von möglichſter Einfachheit beſchrieben, wie es aus den Händen der erſten Erfinder um das Jahr 1620 hervorging; ſeit dieſer Zeit aber iſt es bedeutend verbeſſert und vervollkommnet worden; in der neueren Zeit hat ſich ganz beſonders Amici in Modena um die Verbeſſerung der Mikroſkope verdient gemacht. Ganz Vorzügliches leiſten die Mikroſkope von Chevalier und Oberhäuſer in Paris. Unter den deutſchen Künſtlern haben ſich in der neueren Zeit Plößl in Wien und Schieck in Berlin durch Anfertigung trefflicher Mikroſkope einen großen Ruf erworben.

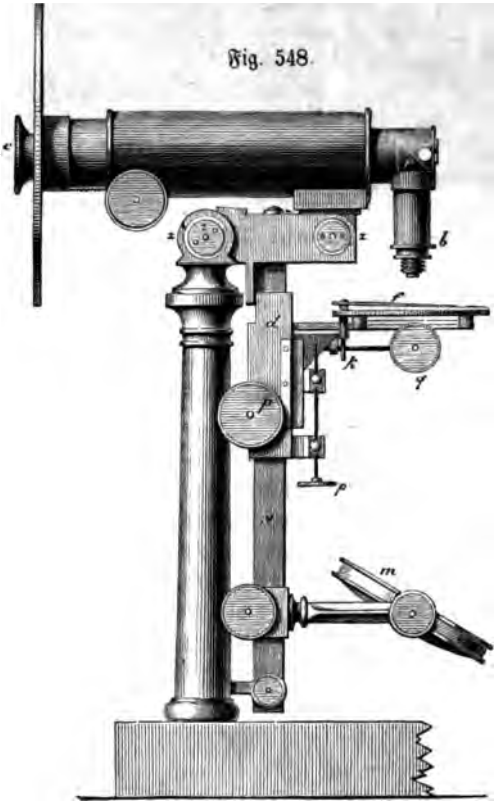
Fig. 548 (a. f. S.) ſtellt ein Chevalier'ſches Mikroſkop in $\frac{1}{4}$ der natürlichen Größe dar. Das Objectiv befindet ſich bei *b*, das Ocular bei *c*. Die vom Objecte kommenden Strahlen gehen in vertikaler Richtung durch das Objectiv hindurch, werden durch die totale Reflexion, welche ſie an der Hypotenuſe des Prismas *r* erleiden, in horizontaler Richtung gegen das Ocular geworfen; dadurch aber wird die Beobachtung weit bequemer und weniger ermüdend, als es bei ſolchen Mikroſkopen der Fall iſt, in welche man in vertikaler Richtung von oben herunter ſieht.

Wir wollen jetzt die einzelnen Theile dieſes Mikroſkopes näher betrachten.

Das Objectiv beſteht entweder aus einer einzigen, oder aus zwei, oder aus drei achromatiſchen Linſen, deren Brennweite 8 bis 10 Millimeter beträgt. Man kann jede der drei mit den Zahlen 1, 2 und 3

bezeichneten Linſen für ſich allein an die Röhre ſchrauben, oder die Linſen 1 und 2 zuſammen, ſo aber, daß die Linſe 1 zuerſt an die Röhre, dann aber die Linſe 2 auf die Faſſung der Linſe 1 angeſchraubt wird. Wenn alle drei Linſen zuſammen angewendet werden, ſo müſſen ſie gleichfalls in der Ordnung auf einander folgen, wie ſie numerirt ſind. Mit einer Linſe 1 allein erhält man die geringſte Vergrößerung, bei welcher auch der Gegenſtand am weiteſten von dem Objectiv entfernt iſt; die Vergrößerung iſt bedeutender, wenn die Linſen 2 und 3 allein angewandt werden, ſie wächſt noch mehr bei zwei Linſen und iſt für die drei Linſen zuſammen am ſtärkſten; in dieſem Falle muß aber der Gegenſtand ganz nahe an das Objectiv gebracht werden.

Mit zunehmender Vergrößerung muß begreiflicher Weiſe die Helligkeit des Bildes abnehmen.



Für jede der verſchiedenen Combinationen des Objectivs kann man eines der ſechs Oculare anwenden, welche mit den Nummern 1, 2, 3, 4, 5 und 6 bezeichnet ſind; die Oculare Nr. 5 und 6 ſind einfache, am beſten achromatiſche Linſen von ziemlich kurzer Brennweite, die übrigen Oculare aber ſind aus zwei Collectivlinſen zuſammengeſetzt, die an den entgegengeſetzten Enden eines Metallröhrchens befeſtigt ſind; beide Gläſer ſind planconver, und die gewölbte Seite iſt dem Objective zugekehrt. Das erſte,

dem Objective zugekehrte Glas fängt die vom Objective kommenden Strahlen noch eher auf, als ſie ſich zum Bilde vereinigt haben; dieſe Linſe rückt alſo das Bild ſelbſt dem Objective etwas näher und macht es dadurch kleiner und ſchärfer; die zweite Linſe der Ocularröhre dient als Luppe, um dieſes Bild zu betrachten.

Der Hauptvortheil, den ſolche zuſammengeſetzten Oculare gewähren, beſteht darin, daß der Fehler, welcher bei einer einfachen Ocularlinſe durch die Farbenzerſtreuung entſtehen würde, durch dieſe Combination größtentheils aufgehoben wird.

Die Objecte werden auf ein durchbrochenes Tiſchchen *f* gelegt, dieſes iſt an einer Hülſe *d* befeſtigt, welche den Metallſtab *g* umfaſſend an demſelben durch Umdrehung eines kleinen Zahnrades, welches mit Hülfe des Knopfes *p* umgedreht wird, auf und nieder geſchoben werden kann. Dadurch iſt man im Stande, die auf dem Tiſchchen liegenden Objecte in die gehörige Entfernung vom Objective zu bringen. Die feinere Einſtellung geſchieht mit Hülfe der Stellſchraube *p'*.

Die Stellſchrauben *k* und *q* dienen, um das Tiſchchen mit den darauf befindlichen Objecten rechts oder links, vorwärts oder rückwärts zu ſchieben, und ſo die Objecte genau unter den Mittelpunkt der Objectivlinſe zu bringen.

Die durchſichtigen Gegenſtände werden zwiſchen zwei Glasplatten gebracht und wo möglich mit einem Tropfen reinen Waſſers befeuchtet, ſo daß ſie ganz von dieſer Flüſſigkeit umgeben ſind. Wenn man genöthigt iſt, das Object nur auf eine Glasplatte zu legen, ſo kann man zwar auch noch die Beobachtung anſtellen, allein das Bild iſt doch weniger klar.

Der Hohlſpiegel *m* reflectirt das Licht des hellen Himmels, der Wolken, oder einer Flamme nach dem Gegenſtande hin, ſo daß er durch das concentrirte Licht ſtark erleuchtet iſt.

Undurchſichtige Gegenſtände werden durch eine Sammellinſe oder durch einen Hohlſpiegel, oder auch durch beide zuſammen von oben her erleuchtet.

Eins der beſten Mittel, die vergrößernde Kraft eines Mikroſkops zu beſtimmen, beſteht darin, daß man vor dem Ocular eine camera lucida anbringt, ſo daß man zu gleicher Zeit durch das Mikroſkop eine Mikrometertheilung und in der camera lucida das Bild eines vertikal über dem Ocular in paſſender Entfernung angebrachten Maßſtabes ſieht; das vergrößerte Bild der Mikrometertheilung und das Bild des Maßſtabes fallen auf dieſe Weiſe über einander, und man kann leicht ſehen, wie viel Abtheilungen der Mikrometertheilung auf eine Abtheilung des Maßſtabes kommen.

Manchmal begnügt man ſich damit, die wirkliche Größe der kleinen Objecte mit Hülfe der Mikrometerſchrauben *q* und *k* zu beſtimmen. Die

Gänge dieser Schrauben sind sehr flach, so daß eine Umdrehung der Schraube das Tischchen mit dem Objecte nur sehr wenig weiter schiebt; außerdem aber sind noch die Köpfe dieser Schrauben eingetheilt, so daß man auch noch die Unterabtheilungen einer Umdrehung mit Genauigkeit bestimmen kann. Gesetzt nun, ein im Ocular angebrachter Mikrometerfaden berühre gerade die linke Seite des kleinen Gegenstandes, so kann man ihn durch Umdrehung der einen Mikrometerschraube unter dem Faden wegschieben, bis dieser auf der rechten Seite des kleinen Objectes tangirt; die Länge nun, um welche man den Gegenstand verschieben mußte, um ihn aus der einen Lage in die andere zu bringen, ist offenbar seinem Durchmesser gleich; diese Länge ist aber durch die Anzahl der Umdrehungen der Schraube gegeben, wenn man einmal die Höhe eines Schraubenganges kennt.

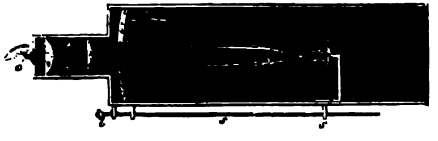
Wenn man will, kann man das Fig. 548 dargestellte Mikroskop auch vertikal stellen; man braucht nur das Prisma *r* herauszuschrauben, das Röhrchen mit den Objectivlinsen in die Verlängerung der Röhre zu bringen und dann das Ganze um die Axe *z* zu drehen, bis die Röhre vertikal steht.

Bei den katoptrischen oder Spiegelmikroskopen ist die Objectivlinse durch einen kleinen Hohlspiegel ersetzt. Besonders ausgezeichnet ist Amici's katoptrisches Mikroskop; da jedoch diese Mikroskope weit seltener gebraucht werden als die dioptrischen, so ist wohl hier eine nähere Beschreibung dieser Instrumente nicht nöthig.

213 **Das Spiegelteleskop.** Teleskope nennt man alle Instrumente, welche dazu dienen, entfernte Gegenstände vergrößert zu zeigen. Sie bestehen aus einem Hohlspiegel oder einer Sammellinse, durch welche ein Bild der entfernten Gegenstände entsteht, welches durch ein einfaches oder zusammengesetztes Ocular betrachtet wird. Wird das Bild durch einen Hohlspiegel erzeugt, so nennt man das Instrument ein Spiegelteleskop. Das wesentlichste Stück desselben ist ein Hohlspiegel von Metall, welcher dem Gegenstande zugekehrt ist, und von welchem also, nach den oben Seite 377 besprochenen Gesetzen, ein verkehrtes Bild entsteht. Die verschiedenen Spiegelteleskope unterscheiden sich nur in der Art und Weise, wie dieses Bild beobachtet wird.

Der Hohlspiegel *m m* des Gregory'schen Teleskops, Fig. 549, hat in der Mitte eine kreisförmige Oeffnung *c c'*; die einfallenden Strahlen werden so reflectirt, daß in *i i'* ein reelles verkehrtes Bild des fernen Gegen-

Fig. 549.



ſteht; dieſes Bild nun befindet ſich innerhalb der Brennweite Hohlſpiegels v, durch welchen vor dem Ocular ein aufrechtes verkehrten Bildes $i\,i'$ entworfen wird. Das Ocular iſt hier, n Mikroſkope, gewöhnlich aus zwei Linſen zuſammengeſetzt. Die : die von dem Spiegel v kommenden Strahlen etwas conver- b rückt alſo das Bild $n\,n'$ dem Spiegel v etwas näher, als es Linſe der Fall ſeyn würde; das Bild $n\,n'$ wird nun endlich ınmittelbar vor dem Auge ſtehende Linſe betrachtet.

ıdem die zu betrachtenden Gegenſtände näher oder ferner ſind, Spiegel v vom Ocular entfernt oder demſelben genähert werden. ieht mit Hülfe der Schraube $b\,s$.

rain's Teleſkop unterſcheidet ſich von dem Gregory'ſchen ıaß der Hohlſpiegel v durch einen Converſpiegel erſetzt iſt, Fig. 550, welcher die von dem großen Hohlſpiegel kommenden Strahlen auffängt, ehe ſie ſich zum Bilde vereinigt haben; ſie werden alſo mit verringerter Convergenz reflectirt, ſo daß zwiſchen den beiden Linſen des in verkehrtes Bild $i\,i'$ entſteht, welches durch die unmittelbar luge befindliche Sammellinſe betrachtet wird.

Fig. 550.

ewton'ſchen Teleſkop werden die vom großen Hohlſpiegel n Strahlen durch einen Planſpiegel p, Fig. 551, aufgefangen, welcher mit der Axe des Inſtrumentes einen Winkel von 45° macht; auf dieſe Weiſe iſt es möglich, das Bild durch ein ſeitwärts angebrachtes Ocular o zu betrachten.

Fig. 551.

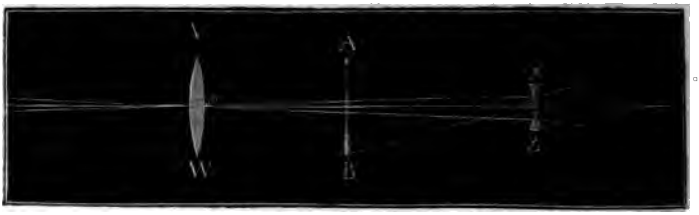
ohre nennt man gewöhnlich ſolche Teleſkope, in welchen ſtatt 214 ıiegels eine Sammellinſe angewandt wird. Damit das durch tiv entworfene Bild der fernen Gegenſtände rein und ſcharf ſey, dazu eine achromatiſche Linſe wählen; ein ſolches Objectiv muß er aus zwei ungleich zerſtreuenden Subſtanzen verfertigt ſeyn;) iſt es aus zwei ſich unmittelbar berührenden Linſen zuſam- wie wir ſchon oben Seite 439 geſehen haben; bei den dialithi- röhren aber iſt die achromatiſirende Flintglaslinſe von der vor- nglaslinſe ab und dem Oculare näher gerückt, ſo daß die Flint- einen kleineren Durchmeſſer haben kann. Die verſchiedenen Arten öhren unterſcheiden ſich durch die verſchiedene Einrichtung des

Bei dem Galiläi'ſchen Fernrohre beſteht das Ocular aus

einer einfachen Zerſtreuungslinſe; das Ocular des aſtronomiſchen Fernrohrs hat eine oder zwei Sammellinſen, das Ocular des Erdfernrohrs endlich hat deren vier.

Die Einrichtung des holländiſchen oder Galiläi'ſchen Fernrohrs iſt Fig. 552 dargeſtellt. VW iſt das Objectiv, welches in ab ein verkehrtes verkleinertes Bild entwerfen würde, wenn die Strahlen nicht ſchon vorher durch das Hohlglas XZ aufgefangen würden. Nun aber wird das Ocular ſo geſtellt, daß die Entfernung des Bildes ab etwas größer iſt als die Zerſtreuungsweite des Hohlglaſes, folglich werden alle nach einem Punkte des Bildes ab convergirenden Strahlen durch das Hohlglas ſo gebrochen, daß ſie nach ihrem Durchgange durch daſſelbe ſo divergiren, als ob ſie von einem Punkte vor dem Glaſe herkämen (Seite 413); die nach

Fig. 552.



b convergirenden Strahlen divergiren alſo in der Weiſe, als ob ſie von B. die nach a convergirenden, als ob ſie von A kämen, man ſieht alſo durch das Fernrohr das aufrechte vergrößerte Bild AB.

Die durch dies Fernrohr hervorgebrachte Vergrößerung iſt leicht zu berechnen, wenn man die Brennweite des Objectivs und die Zerſtreuungsweite des Oculars kennt. Der Winkel, unter welchem der Gegenſtand ohne Fernrohr erſcheinen würde, iſt gleich dem Winkel, unter welchem das Bild ab von dem Mittelpunkte des Objectivs aus geſehen erſcheint, alſo gleich dem Winkel bpa; denken wir uns nun das Auge in den Mittelpunkt o des Oculars verſetzt, ſo erſcheint, durch das Fernrohr geſehen, der Gegenſtand unter dem Winkel AoB, welcher dem Winkel boa gleich iſt; um zu beſtimmen, wie vielmal das Fernrohr vergrößert, haben wir alſo nur zu ermitteln, wie vielmal der Winkel boa größer iſt als der Winkel bpa.

Die Entfernung des Bildes ab vom Objectiv iſt gleich der Brennweite f deſſelben, wenn der Gegenſtand ſehr weit entfernt iſt; die Entfernung des Bildes ab vom Ocular iſt aber nur unmerklich größer als die Zerſtreuungsweite f' dieſes Glaſes, und wir können alſo ohne merklichen Fehler die Entfernung des Bildes ab von o gleich f' ſetzen. Nun aber

verhalten ſich die Winkel bpa und boa ſehr nahe umgekehrt wie dieſe Entfernungen, alſo

$$bpa : boa = f' : f,$$

oder

$$\frac{boa}{bpa} = \frac{f}{f'}.$$

Setzen wir den Winkel bpa, unter welchem der Gegenſtand ohne Fernrohr erſcheint, $= 1$, ſo iſt der Winkel, unter welchem er in dem Fernrohre erſcheint,

$$boa = \frac{f}{f'},$$

d. h. man findet die Vergrößerung, wenn man die Brennweite des Objectivs durch die Zerſtreuungsweite des Oculars dividirt; die Vergrößerung iſt alſo um ſo größer, je größer die Brennweite des Objectivs und je kleiner die Zerſtreuungsweite des Oculars iſt.

Die Entfernung der beiden Gläſer iſt offenbar ſehr nahe gleich $f - f'$; wenn man alſo verſchiedene Oculare mit demſelben Objective verbindet, ſo wird die Entfernung der beiden Gläſer um ſo größer ſeyn müſſen, je kürzer die Zerſtreuungsweite des Oculars, je ſtärker alſo die Vergrößerung iſt.

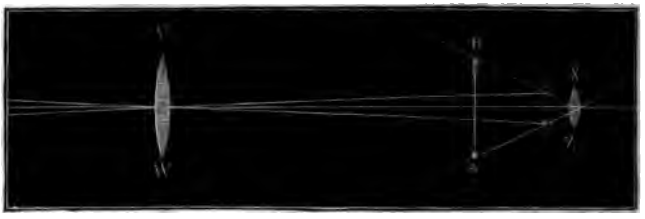
Die bekannten Plößli'ſchen Feldſtecher ſind ſolche Galiläi'ſche Fernröhre; ſie ſind mit mehreren (3 bis 4) auf einer Drehſcheibe befindlichen verſchieden ſtarken Hohlgläſern verſehen, ſo daß man nach Belieben das eine oder das andere vor die Ocularöffnung bringen und ſo leicht mit der Stärke der Vergrößerung wechſeln kann. Für die ſtärkeren Vergrößerungen muß das Fernrohr natürlich weiter ausgezogen ſeyn; eben ſo muß man auch bei Betrachtung näherer Gegenſtände das Rohr weiter ausziehen, als wenn man ſehr ferne Gegenſtände betrachtet. Weil die Axen der aus dem Oculare kommenden Strahlenbündel divergiren, ſo haben dieſe Fernröhre bei etwas ſtarker Vergrößerung nur ein kleines Geſichtsfeld. Die Galiläi'ſchen Fernröhre können auch nur dann eine ſtärkere, etwa 20 bis 30fache Vergrößerung vertragen, wenn ſie in hohem Grade vollkommen conſtruirt ſind.

Bei dem aſtronomiſchen Fernrohre kommt das Bild des Oculars wirklich zu Stande, und es wird durch eine einfache oder zuſammengeſetzte Luppe betrachtet, wie man es Fig. 553 (auf folgende Seite) ſieht; ab iſt das durch das Objectiv VW entworfene verkehrte Bild eines Gegenſtandes, welches, durch die Luppe XZ betrachtet, in AB vergrößert erſcheint.

Die Vergrößerung eines ſolchen Fernrohrs iſt leicht zu berechnen, wenn

man die Brennweite des Objectivs und des Oculars kennt, denn der Sehwinkel, unter welchem der Gegenſtand dem bloßen Auge erſcheint, iſt gleich dem Winkel, unter welchem das Bild $a\,b$ von der Mitte des Objectivs $V\,W$ geſehen wird; durch das Fernrohr erſcheint er aber unter demſelben

Fig. 553.



Winkel, wie das Bild $b\,a$ von der Mitte des Oculars $X\,Z$ aus betrachtet; der eine dieſer Winkel verhält ſich aber zum andern umgekehrt wie die Entfernung des Bildes $a\,b$ vom Objective zu der vom Oculare; nun aber ſteht das Bild vom Objective um die Brennweite f deſſelben, vom Ocular aber um die Entfernung f' ab, wenn wir mit f' die Brennweite des Oculars bezeichnen; der Geſichtswinkel, unter welchem der ferne Gegenſtand durch das Fernrohr erſcheint, verhält ſich alſo zu dem Winkel, unter welchem er mit bloßem Auge geſehen wird, wie f zu f', die durch das Fernrohr hervorgebrachte Vergrößerung iſt alſo $\frac{f}{f'}$.

Die Länge des Fernrohrs iſt $f + f'$, d. h. ſie iſt gleich der Summe der Brennweite der beiden Gläſer.

In der Regel wendet man keine einfache Linſe als Ocular an, wie wir dies bis jetzt angenommen haben, ſondern eine Combination von zwei Linſen. Die zuſammengeſetzten Oculare der aſtronomiſchen Fernröhre ſind entweder ganz ſo eingerichtet wie die zuſammengeſetzten Oculare der Mikroſkope; in dieſem Falle entſteht das Bild zwiſchen den beiden Gläſern des Oculars, oder die beiden Linſen ſtehen näher zuſammen, ſo daß das Bild ſchon vor dem Ocular entſteht und durch die beiden Linſen wie durch eine einzige ſtärkere betrachtet wird.

Daß man durch ein aſtronomiſches Fernrohr die Gegenſtände verkehrt ſieht, iſt klar, denn durch das Objectiv wird ein verkehrtes Bild des entfernten Gegenſtandes entworfen, und dieſes Bild wird dadurch, daß man es durch eine Luppe betrachtet, nicht umgekehrt.

Die Helligkeit des Bildes hängt von der Größe des Objectivs, die Größe des Geſichtsfeldes von dem Ocular ab.

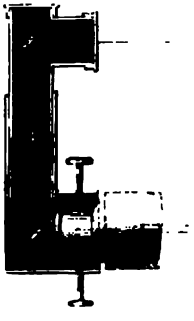
Um die Gegenſtände genau einviſiren zu können, muß in dem aſtronomiſchen Fernrohre ein Fadenkreuz angebracht ſeyn; es befindet ſich dies genau

an der Stelle, an welcher durch das Objectiv das Bild des zu betrachtenden Gegenſtandes entſteht.

Beim Betrachten irdiſcher Gegenſtände iſt es unangenehm, Alles verkehrt zu ſehen, was bei aſtronomiſchen Beobachtungen, ſo wie auch bei Vermeſſungen gleichgültig iſt. Um nun bei ſtarker Vergrößerung die Gegenſtände doch noch aufrecht ſehen zu können, hat man nun das Ocular des aſtronomiſchen Fernrohrs durch eine Röhre erſetzt, welche in der Regel vier Converlinſen enthält, und ſo erhält man das Erdfernrohr. Die vier Linſen in der Ocularröhre bilden gewiſſermaßen ein nicht gar ſtark vergrößerndes zuſammengeſetztes Mikroſkop, durch welches man das verkehrte Bild wieder verkehrt, alſo in aufrechter Stellung ſieht. Die beiden vorderen Gläſer in der Ocularröhre bilden gewiſſermaßen das Objectiv dieſes Mikroſkops, die beiden anderen das Ocular.

Die Vergrößerung des Galiläi'ſchen und des aſtronomiſchen Fernrohres läßt ſich, wie wir geſehen haben, aus der Brennweite der Gläſer berechnen; da aber dieſe Brennweite ſelbſt erſt durch einen Verſuch ermittelt werden muß, ſo iſt es vorzuziehen, die Vergrößerung der Fernröhre unmittelbar durch den Verſuch zu beſtimmen. Ganz einfach geſchieht dies auf folgende Weiſe: Man ſtelle in einiger Entfernung vom Fernrohre einen getheilten Stab, etwa eine Latte, wie man ſie zum Feldmeſſen braucht, auf und betrachte denſelben gleichzeitig mit dem einen Auge direct, mit dem andern durch das Fernrohr; man ſieht auf dieſe Weiſe, wie viel Abtheilungen des mit bloßem Auge geſehenen Maßſtabes auf eine durch das Fernrohr vergrößerte Abtheilung fallen, und erhält ſo unmittelbar den Werth der Vergrößerung. Man kann zu dem eben angegebenen Verfahren auch die Ziegelreihen eines Daches anwenden. Weil es einige Uebung erfordert, mit einem Auge durch das Fernrohr zu ſehen, während man mit dem andern danebenher ſieht, ſo möchte auch folgendes Verfahren ſehr zu empfehlen ſeyn. In einer Entfernung von 50 bis 60 Meter ſtelle man einen getheilten Stab auf, deſſen Abtheilungen abwechſelnd weiß und ſchwarz ſind; vor dem Ocular bringe man ſodann einen kleinen Metallſpiegel m an, welcher mit der Axe des Rohres einen Winkel von 45^0 macht und in der Mitte eine Oeffnung von 2 Millimeter Durchmeſſer hat, ſo daß man durch dieſe Oeffnung und das Fernrohr die Latte vergrößert ſehen kann. Wenn nun ein zweiter Spiegel m' parallel mit dem erſten ſo angebracht iſt, daß die von dem Gegenſtande kommenden Strahlen durch denſelben nach dem Spiegel m reflectirt werden, ſo ſieht man in dem Spiegel m das

Fig. 554.



unvergrößerte und gleichzeitig durch die Oeffnung das vergrößerte Bild des getheilten Stabes, und kann danach leicht die Stärke der Vergrößerung beſtimmen.

Die erſte Erfindung des Fernrohrs iſt einem Zufalle zu verdanken. Die Kinder eines Brillenmachers in Middelburg ſpielten mit optiſchen Gläſern und brachten zufällig zwei in eine Röhre, in welcher der Vater die Gläſer aufzubewahren pflegte, ſo zuſammen, daß ſie dadurch den Hahn auf dem Kirchthurme vergrößert erblickten; voller Verwunderung zeigten ſie es auch ihrem Vater, welcher den Zufall zu benutzen wußte. Galiläi erhielt Nachricht von der in den Niederlanden gemachten Entdeckung, errieth die Combination der Gläſer und conſtruirte ſo das nach ihm genannte Fernrohr, mit welchem er auch die Trabanten des Jupiters entdeckte.

Der Erfinder des aſtronomiſchen Fernrohrs iſt Keppler; wenn er es auch nicht ſelbſt ausführte, ſo hat er doch die Conſtruction deſſelben in ſeiner »Dioptrik« bekannt gemacht. Fatana hat, ohne Keppler's Dioptrik zu kennen, ein aus Sammellinſen gebildetes Fernrohr zuerſt im Jahre 1625 conſtruirt.

Gewöhnlich werden Picard und Hunghens als die Erfinder des Fadenkreuzes angegeben; doch ſoll nach Herſchel dieſe Ehre einem engliſchen Aſtronomen Gascoigne zukommen, welcher zu Cromwell's Zeit in der Schlacht von Marſton Moor einen frühen Tod fand. Da das Fadenkreuz an der Stelle ausgeſpannt iſt, an welcher das durch das Objectiv erzeugte Sammelbild iſt, ſo iſt klar, daß man in dem Galiläi'ſchen Fernrohre kein Fadenkreuz anbringen kann, weil ja hier dieſes Sammelbild gar nicht zur Entſtehung kommt.

In früheren Zeiten waren die dioptriſchen Fernröhre noch ſehr unvollkommen, weil man noch keine achromatiſchen Objective in Anwendung bringen konnte; man erſetzte deshalb die Objectivlinſe durch einen Hohlſpiegel, und ſo entſtanden die Spiegelteleſkope.

Sechstes Kapitel.

Interferenz und Beugung des Lichts.

215 **Hypotheſen über das Weſen des Lichts.** Indem wir bisher die allgemeinen Geſetze der Reflexion, der Brechung und der Zerlegung des Lichts beſprachen, haben wir uns nur an die Erfahrung gehalten und haben dabei jede theoretiſche Anſicht über die Natur des Lichts ganz aus dem Spiele gelaſſen. Dieſe rein experimentelle Methode läßt ſich nun bei den Beugungserſcheinungen nicht mehr mit derſelben Einfachheit anwenden.

eil es ganz unmöglich iſt, die Geſetze derſelben überſichtlich zu machen, hne eine theoretiſche Anſicht über das Weſen des Lichts zu Hülfe zu neh=ren. Wir wollen zunächſt einige Worte über die beiden Hypotheſen reden, elche von den Phyſikern in Beziehung auf das Weſen des Lichts aufge=ellt worden ſind. Dieſe Hypotheſen ſind unter dem Namen der Emiſ=ionstheorie oder Emanationstheorie und der Vibrations= oder Un=ulationstheorie bekannt.

Die Emiſſionstheorie nimmt an, daß es eine eigenthümliche Licht=aterie gebe, und daß ein leuchtender Körper nach allen Seiten hin Theil=hen dieſer feinen Materie mit ſo ungeheurer Geſchwindigkeit ausſende, daß in ſolches Lichttheilchen in 8 Minuten und 13 Sekunden von der Sonne ur Erde gelangt. Dieſe Lichtmaterie muß man natürlich als äußerſt fein nd den Wirkungen der Schwere nicht unterworfen, alſo als imponder=abel annehmen. Die Verſchiedenheit der Farben rührt von einer Verſchie=enheit in der Geſchwindigkeit her; die Reflexion iſt nach dieſer Anſicht dem bprallen elaſtiſcher Körper analog. Um nach dieſer Theorie die Brechung zu erklären, müßte man annehmen: 1) daß ſich in den durchſichtigen Kör=pern hinreichend große Zwiſchenräume befinden, um den Lichttheilchen den Durchgang zu geſtatten, und 2) daß die wägbaren Moleküle auf die Licht=theilchen eine anziehende Kraft ausüben, welche, combinirt mit der einmal erlangten Geſchwindigkeit der Lichttheilchen, ihre Ablenkung bewirkt.

Die Vibrationstheorie nimmt an, daß ſich das Licht durch die Schwingungen der Theilchen eines unwägbaren Stoffes fortpflanzt, welcher den Namen Aether führt. Nach dieſer Theorie iſt das Licht etwas dem Schalle Analoges; der Schall wird aber durch die Schwingungen der wäg=baren Materie, das Licht durch die Schwingungen eines Aethers fortge=pflanzt. Der Aether erfüllt den ganzen Weltraum, da das Licht alle Räume des Himmels durchdringt. Der Aether iſt aber nicht bloß in den ſonſt leeren Räumen verbreitet, welche die Geſtirne trennen, er durchdringt alle Körper und füllt die zwiſchen den wägbaren Atomen befindlichen Räume aus.

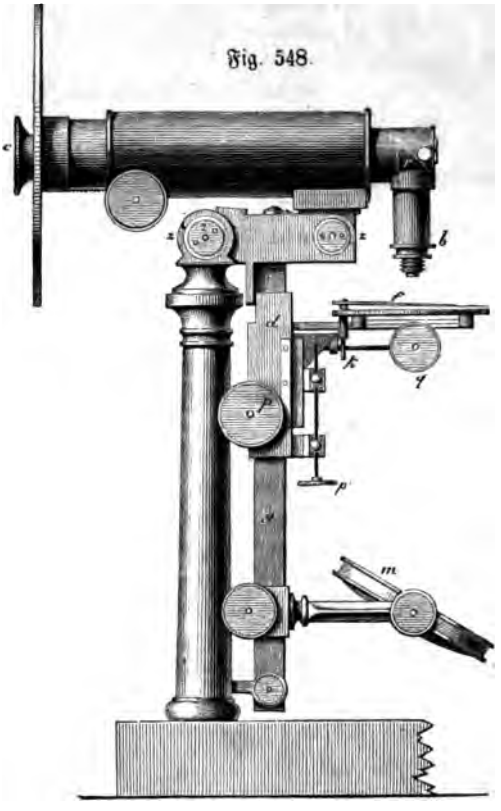
Wenn der Aether in dem ganzen Weltraume in Ruhe wäre, ſo würde überall vollkommene Finſterniß herrſchen; an einer Stelle aber gleichſam erſchüttert, pflanzen ſich die Lichtwellen nach allen Seiten hin fort, wie ſich die Schwingungen einer Saite in einer ruhigen Atmoſphäre weithin ver=breiten. Das Licht, welches erſt durch eine Bewegung entſteht, iſt alſo wohl von dem Aether ſelbſt zu unterſcheiden, wie die Vibrationsbewegung, welche den Schall hervorbringt, von den oscillirenden Theilchen der wäg=baren Materie unterſchieden wird.

Lange Zeit hindurch zählten beide Theorien Anhänger unter den Phyſi=kern. Newton hatte die Emanationstheorie aufgeſtellt, Huyghens iſt

bezeichneten Linſen für ſich allein an die Röhre ſchrauben, oder die Linſen 1 und 2 zuſammen, ſo aber, daß die Linſe 1 zuerſt an die Röhre, dann aber die Linſe 2 auf die Faſſung der Linſe 1 angeſchraubt wird. Wenn alle drei Linſen zuſammen angewendet werden, ſo müſſen ſie gleichfalls in der Ordnung auf einander folgen, wie ſie numerirt ſind. Mit einer Linſe 1 allein erhält man die geringſte Vergrößerung, bei welcher auch der Gegenſtand am weiteſten von dem Objectiv entfernt iſt; die Vergrößerung iſt bedeutender, wenn die Linſen 2 und 3 allein angewandt werden, ſie wächſt noch mehr bei zwei Linſen und iſt für die drei Linſen zuſammen am ſtärkſten; in dieſem Falle muß aber der Gegenſtand ganz nahe an das Objectiv gebracht werden.

Mit zunehmender Vergrößerung muß begreiflicher Weiſe die Helligkeit des Bildes abnehmen.

Fig. 548.



Für jede der verſchiedenen Combinationen des Objectivs kann man eines der ſechs Oculare anwenden, welche mit den Nummern 1, 2, 3, 4, 5 und 6 bezeichnet ſind; die Oculare Nr. 5 und 6 ſind einfache, am beſten achromatiſche Linſen von ziemlich kurzer Brennweite, die übrigen Oculare aber ſind aus zwei Collectivlinſen zuſammengeſetzt, die an den entgegengeſetzten Enden eines Metallröhrchens befeſtigt ſind; beide Gläſer ſind planconvex, und die gewölbte Seite iſt dem Objective zugekehrt. Das erſte,

dem Objective zugekehrte Glas fängt die vom Objective kommenden Strahlen noch eher auf, als ſie ſich zum Bilde vereinigt haben; dieſe Linſe rückt alſo das Bild ſelbſt dem Objective etwas näher und macht es dadurch kleiner und ſchärfer; die zweite Linſe der Ocularröhre dient als Luppe, um dieſes Bild zu betrachten.

Der Hauptvortheil, den ſolche zuſammengeſetzten Oculare gewähren, beſteht darin, daß der Fehler, welcher bei einer einfachen Ocularlinſe durch die Farbenzerſtreuung entſtehen würde, durch dieſe Combination größtentheils aufgehoben wird.

Die Objecte werden auf ein durchbrochenes Tiſchchen *f* gelegt, dieſes iſt an einer Hülſe *d* befeſtigt, welche den Metallſtab *g* umfaſſend an demſelben durch Umdrehung eines kleinen Zahnrades, welches mit Hülfe des Knopfes *p* umgedreht wird, auf und nieder geſchoben werden kann. Dadurch iſt man im Stande, die auf dem Tiſchchen liegenden Objecte in die gehörige Entfernung vom Objective zu bringen. Die feinere Einſtellung geſchieht mit Hülfe der Stellſchraube *p'*.

Die Stellſchrauben *k* und *q* dienen, um das Tiſchchen mit den darauf befindlichen Objecten rechts oder links, vorwärts oder rückwärts zu ſchieben, und ſo die Objecte genau unter den Mittelpunkt der Objectivlinſe zu bringen.

Die durchſichtigen Gegenſtände werden zwiſchen zwei Glasplatten gebracht und wo möglich mit einem Tropfen reinen Waſſers befeuchtet, ſo daß ſie ganz von dieſer Flüſſigkeit umgeben ſind. Wenn man genöthigt iſt, das Object nur auf eine Glasplatte zu legen, ſo kann man zwar auch noch die Beobachtung anſtellen, allein das Bild iſt doch weniger klar.

Der Hohlſpiegel *m* reflectirt das Licht des hellen Himmels, der Wolken, oder einer Flamme nach dem Gegenſtande hin, ſo daß er durch das concentrirte Licht ſtark erleuchtet iſt.

Undurchſichtige Gegenſtände werden durch eine Sammellinſe oder durch einen Hohlſpiegel, oder auch durch beide zuſammen von oben her erleuchtet.

Eins der beſten Mittel, die vergrößernde Kraft eines Mikroſkops zu beſtimmen, beſteht darin, daß man vor dem Ocular eine camera lucida anbringt, ſo daß man zu gleicher Zeit durch das Mikroſkop eine Mikrometertheilung und in der camera lucida das Bild eines vertikal über dem Ocular in paſſender Entfernung angebrachten Maßſtabes ſieht; das vergrößerte Bild der Mikrometertheilung und das Bild des Maßſtabes fallen auf dieſe Weiſe über einander, und man kann leicht ſehen, wie viel Abtheilungen der Mikrometertheilung auf eine Abtheilung des Maßſtabes kommen.

Manchmal begnügt man ſich damit, die wirkliche Größe der kleinen Objecte mit Hülfe der Mikrometerſchrauben *q* und *k* zu beſtimmen. Die

den horizontalen Durchſchnitt dieſer beiden Spiegel dar; $m\,c$ iſt die ſpiegelnde Fläche des einen, $m'\,c$ die des andern; c iſt die in der Figur zum Punkte verkürzte Kante, in welcher die beiden Spiegelebenen zuſammentreffen.

Fig. 555.

Wenn ſich nun in f ein leuchtender Punkt befindet, ſo ſendet er Strahlen auf beide Spiegel, es werden alſo zwei Spiegelbilder des leuchtenden Punktes entſtehen, und zwar das eine in p, das andere in p'; dieſe beiden Bilder werden ſehr nahe zuſammen liegen, weil die Spiegelebenen faſt zuſammenfallen. In einiger Entfernung von den Spiegeln treffen nun die reflectirten Strahlen zuſammen und bilden dadurch abwechſelnd helle und dunkle vertikale Streifen. Iſt h ein Punkt, welcher gleichweit von p und p' entfernt iſt, ſo bildet ſich in h ein heller Streifen, zu beiden Seiten deſſelben in s und s' ein dunkler, auf dieſe folgen wieder zwei helle in den Punkten h' und h'', zwei dunkle in s'' und s''' u. ſ. w.

Da dieſer Verſuch ein Fundamentalverſuch für die Undulationstheorie iſt, ſo iſt es nöthig, die Art und Weiſe, wie er anzuſtellen iſt, näher auseinanderzuſetzen.

Die Fig. 556 zeigt die Art und Weiſe, wie Fresnel ſeine Spiegel befeſtigte; durch eine Feder und mehrere Schrauben iſt es möglich, den Winkel der beiden Spiegel nach Belieben größer oder kleiner zu machen.

Fig. 556.

Sehr leicht laſſen ſich Interferenzſpiegel auf folgende Weiſe herrichten: Auf die obere Fläche eines Holzklötzchens, welches ungefähr 10 Centimeter lang, 2^{cm} hoch und 3^{cm} breit iſt, klebe man an drei Stellen, nämlich in der Mitte und gegen jedes Ende hin, etwas weiches Wachs auf und lege darauf zwei Stücke von geſchliffenem Spiegelglas, von denen jedes nahe 5^{cm} lang und

faſt 3^{mm} breit iſt. Dieſe beiden Spiegel müſſen auf dem mittleren Wachsſtücke zuſammenſtoßen. Wenn man nun hier, wo beide Spiegel an einander gränzen, dieſelben etwas ſtärker auf das Wachs aufdrückt als an den Enden, ſo kann man es leicht dahin bringen, daß die Ebenen der beiden Spiegel einen ſehr ſtumpfen Winkel mit einander machen. Ganz beſonders kommt es darauf an, daß da, wo die beiden Spiegel zuſammenſtoßen, keiner über den anderen auch nur im Mindeſten vorſtehe, wovon man ſich durch das Gefühl der Fingerſpitzen überzeugen kann; man darf hier nicht die mindeſte Unterbrechung fühlen, wenn man mit dem Finger (nicht mit dem Nagel) über dieſe Stelle hinfährt. Die Spiegel müſſen natürlich auf der Rückſeite geſchwärzt ſeyn.

Was den Winkel betrifft, den die Spiegel mit einander machen ſollen, ſo muß er ſo groß ſeyn, daß die beiden Bilder einer ungefähr 8 bis 10 Schritte entfernten Kerzenflamme nur um den Durchmeſſer dieſer Kerzenflamme von einander getrennt erſcheinen; wird der Winkel noch größer, ſo daß die beiden Bilder noch näher rücken, ſo wird die Interferenzerſcheinung noch deutlicher.

Fig. 557.

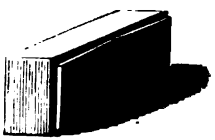


Fig. 558.

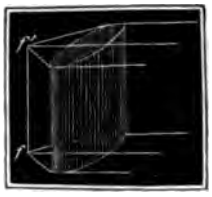
Fig. 557 ſtellt ein Paar auf dieſe Weiſe hergerichtete Interferenzſpiegel dar.

Pouillet erſetzte die Interferenzſpiegel durch ein Interferenzprisma, welches Fig. 558 im Durchſchnitte dargeſtellt iſt. Die beiden Facetten *a* und *b* machen einen ſehr ſtumpfen Winkel mit einander, ſo daß die von einem leuchtenden Punkte hinter dem Prisma ausgehenden Strahlen nach dem Durchgange durch daſſelbe ſo fortgehen, als ob ſie von den zwei nahe bei einander liegenden Punkten ausgegangen wären; die durch die eine Facette gegangenen Strahlen werden alſo mit den von der andern Facette her kommenden gerade ſo unter einem ſehr ſpitzen Winkel zuſammentreffen, wie dies auch bei den Interferenzſpiegeln der Fall iſt.

Zum leuchtenden Gegenſtande wendet man am beſten eine feine Lichtlinie an; man kann ſich dieſelbe auf mancherlei Art verſchaffen; entweder bringt man in dem Laden eines dunkeln Zimmers einen ungefähr 1^{mm} breiten vertikal ſtehenden Spalt an, durch welchen die von einem vor den Laden angebrachten Spiegel reflectirten Strahlen in horizontaler Richtung eintreten, oder man ſetzt einen ſolchen Spalt vor die Flamme einer argandiſchen Lampe, ja es reicht eine hell brennende Kerzenflamme ohne allen Schirm ſchon hin, wenn man dieſelbe wenigſtens in einer Entfernung von 10 bis 12 Schritten von den Spiegeln oder dem Interferenzprisma aufſtellt.

Fresnel erzeugte die feine Lichtlinie durch eine Cylinderlinſe; eine ſolche Linſe, Fig. 559, iſt durch zwei Cylindersegmente gebildet, während eine gewöhnliche Linſe durch zwei Kugelſegmente gebildet wird; dem Brennpunkte der gewöhnlichen Linſe entſpricht bei dieſen eine Brennlinie ff'. Dieſe Brennlinie bildet den leuchtenden Streifen.

Fig. 559.



Auch der Lichtſtreifen auf einem in der Sonne liegenden glänzenden Metallſtäbchen oder einem innen geſchwärzten Glasröhrchen kann ſehr gut zu dieſem Interferenzverſuche angewandt werden.

Selbſt wenn die Lichtquelle keine Lichtlinie, ſondern nur ein leuchtender Punkt iſt, laſſen ſich die Interferenzſtreifen noch ſehr gut zeigen; einen leuchtenden Punkt erhält man, wenn man ſtatt des Schirmes mit dem Spalte einen Schirm mit einer kleinen runden Oeffnung von 1 bis 2 Millimeter Durchmeſſer vor den Spiegel, welcher die Sonnenſtrahlen reflectirt, oder vor die Lampenflämmen ſetzt. Ferner iſt zu dieſem und zu vielen der folgenden Verſuche ein ſehr brauchbarer Lichtpunkt das Sonnenbildchen im Focus einer gewöhnlichen Linſe von kurzer Brennweite; dann das Sonnenbildchen auf einer Metallkugel, einem Metallknopfe, einer etwas großen Thermometerkugel, einem innen geſchwärzten Uhrglaſe u. ſ. w.

Fig. 560 zeigt die Anordnung des Verſuchs für die Interferenzſpiegel.

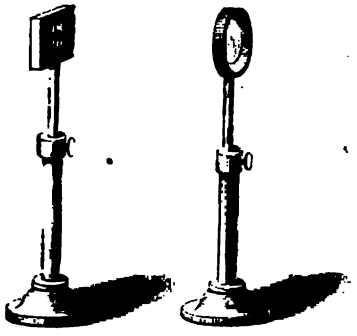
Fig. 560.

l iſt die Lichtquelle, s ſind die Spiegel, o iſt die Luppe, durch welche man die Streifen beobachtet, denn ſie ſind doch meiſtens zu fein, um mit bloßem Auge wahrgenommen werden zu können.

Es verſteht ſich von ſelbſt, daß ſich die Lichtquelle, die Spiegel und das Auge in einer Horizontalebene befinden müſſen.

Will man die Interferenzſtreifen mit dem Prisma beobachten, ſo befeſtigt man am beſten das Interferenzprisma mit ſeiner Faſſung auf einem Stativ und ſtellt dahinter die Luppe in einer Entfernung von 2 bis 3 Decimeter auf, wie man Fig. 561 a. f. S. ſieht; die Lichtquelle, die Mitte des Prismas und die Axe der Luppe müſſen in einer geraden Linie liegen

Fig. 561.



Bringt man vor das Auge ein ziemlich homogenes, etwa ein rothes Glas, so sieht man nur abwechselnd helle und dunkle Streifen, wendet man dagegen kein homogenes, sondern nur weißes Licht an, so erscheinen die Streifen mit verschiedenen Farben gesäumt.

Wir wollen jetzt sehen, wie die Undulationstheorie diese Erscheinung zu erklären im Stande ist.

217 **Elemente der Vibrationstheorie.** Die Theilchen eines leuchtenden Körpers vibriren auf ähnliche Weise, wie dies bei den schallenden Körpern der Fall ist, nur sind die Lichtvibrationen ungleich schneller als die Schallschwingungen, dann aber werden sie auch nicht durch die wägbare Materie selbst, sondern durch den Lichtäther fortgepflanzt.

Wenn sich ein Lichtstrahl in der Richtung von A nach B, Fig. 562,

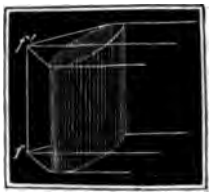
Fig. 562.

verbreitet, so vibriren alle Aethertheilchen, welche im Zustande des Gleichgewichts auf der graden Linie AB liegen würden, in Richtungen, welche rechtwinklig auf AB stehen, ungefähr so, wie die Theile eines gespannten Seiles schwingen, wenn man an dem einen Ende einen kräftigen Schlag gegen dasselbe geführt hat. Die Kurve in Fig. 562 stellt die gegenseitige Stellung der vibrirenden Molekûle in einem bestimmten Momente der Bewegung dar.

Betrachten wir die Schwingungen eines Aethermolekûls etwas genauer. Das Theilchen, dessen Gleichgewichtslage in b ist, vibrirt beständig zwischen den Punkten b' und b''. In b' ist seine Geschwindigkeit Null, je mehr sich aber das Theilchen der Gleichgewichtslage nähert, desto mehr wächst seine Geschwindigkeit, welche ihr Maximum in dem Momente erreicht, in welchem das Molekûl die Gleichgewichtslage passirt; von nun an nimmt die Geschwindigkeit wieder ab, bis sie endlich in b'' wieder Null wird, worauf dann die Bewegung nach entgegengesetzter Richtung beginnt.

Fresnel erzeugte die feine Lichtlinie durch eine Cylinderlinſe; eine ſolche Linſe, Fig. 559, iſt durch zwei Cylindersegmente gebildet, während eine gewöhnliche Linſe durch zwei Kugelſegmente gebildet wird; dem Brennpunkte der gewöhnlichen Linſe entſpricht bei dieſen eine Brennlinie ff'. Dieſe Brennlinie bildet den leuchtenden Streifen.

Fig. 559.



Auch der Lichtſtreifen auf einem in der Sonne liegenden glänzenden Metallſtäbchen oder einem innen geſchwärzten Glasröhrchen kann ſehr gut zu dieſem Interferenzverſuche angewandt werden.

Selbſt wenn die Lichtquelle keine Lichtlinie, ſondern nur ein leuchtender Punkt iſt, laſſen ſich die Interferenzſtreifen noch ſehr gut zeigen; einen leuchtenden Punkt erhält man, wenn man ſtatt des Schirmes mit dem Spalte einen Schirm mit einer kleinen runden Oeffnung von 1 bis 2 Millimeter Durchmeſſer vor den Spiegel, welcher die Sonnenſtrahlen reflectirt, oder vor die Lampenflämmen ſetzt. Ferner iſt zu dieſem und zu vielen der folgenden Verſuche ein ſehr brauchbarer Lichtpunkt das Sonnenbildchen im Focus einer gewöhnlichen Linſe von kurzer Brennweite; dann das Sonnenbildchen auf einer Metallkugel, einem Metallknopfe, einer etwas großen Thermometerkugel, einem innen geſchwärzten Uhrglaſe u. ſ. w.

Fig. 560 zeigt die Anordnung des Verſuchs für die Interferenzſpiegel:

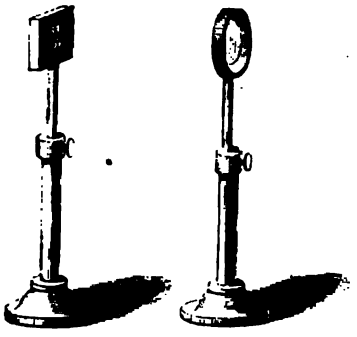
Fig. 560.

l iſt die Lichtquelle, s ſind die Spiegel, o iſt die Luppe, durch welche man die Streifen beobachtet, denn ſie ſind doch meiſtens zu fein, um mit bloßem Auge wahrgenommen werden zu können.

Es verſteht ſich von ſelbſt, daß ſich die Lichtquelle, die Spiegel und das Auge in einer Horizontalebene befinden müſſen.

Will man die Interferenzſtreifen mit dem Prisma beobachten, ſo befeſtigt man am beſten das Interferenzprisma mit ſeiner Faſſung auf einem Stativ und ſtellt dahinter die Luppe in einer Entfernung von 2 bis 3 Decimeter auf, wie man Fig. 561 a. f. S. ſieht; die Lichtquelle, die Mitte des Prismas und die Axe der Luppe müſſen in einer geraden Linie liegen

Fig. 561.



Bringt man vor das Auge ein ziemlich homogenes, etwa ein rothes Glas, so sieht man nur abwechselnd helle und dunkle Streifen, wendet man dagegen kein homogenes, sondern nur weißes Licht an, so erscheinen die Streifen mit verschiedenen Farben gesäumt.

Wir wollen jetzt sehen, wie die Undulationstheorie diese Erscheinung zu erklären im Stande ist.

Elemente der Vibrations- 217
theorie. Die Theilchen eines leuchtenden Körpers vibriren auf ähnliche Weise, wie dies bei den schallenden Körpern der Fall ist, nur sind die Lichtvibrationen ungleich schneller als die Schallschwingungen, dann aber werden sie auch nicht durch die wägbare Materie selbst, sondern durch den Lichtäther fortgepflanzt.

Wenn sich ein Lichtstrahl in der Richtung von A nach B. Fig. 562,

Fig. 562.

verbreitet, so vibriren alle Aethertheilchen, welche im Zustande des Gleichgewichts auf der graden Linie AB liegen würden, in Richtungen, welche rechtwinklig auf AB stehen, ungefähr so, wie die Theile eines gespannten Seiles schwingen, wenn man an dem einen Ende einen kräftigen Schlag gegen dasselbe geführt hat. Die Kurve in Fig. 562 stellt die gegenseitige Stellung der vibrirenden Molekule in einem bestimmten Momente der Bewegung dar.

Betrachten wir die Schwingungen eines Aethermolekuls etwas genauer. Das Theilchen, dessen Gleichgewichtslage in b ist, vibrirt beständig zwischen den Punkten b' und b''. In b' ist seine Geschwindigkeit Null, je mehr sich aber das Theilchen der Gleichgewichtslage nähert, desto mehr wächst seine Geschwindigkeit, welche ihr Maximum in dem Momente erreicht, in welchem das Molekül die Gleichgewichtslage passirt; von nun an nimmt die Geschwindigkeit wieder ab, bis sie endlich in b'' wieder Null wird, worauf dann die Bewegung nach entgegengesetzter Richtung beginnt.

Obgleich ſich das Licht mit außerordentlicher Geſchwindigkeit fortpflanzt, ſo geſchieht dieſe Fortpflanzung doch nicht momentan; die Vibrationen eines Aethermolekûls theilen ſich alſo auch nicht momentan den in der Richtung des Strahls ihm folgenden Molekülen mit. Stellen wir uns vor, die ganze Reihe von Molekülen auf der Linie $A\ B$ ſey in Ruhe. Wenn nun das

Fig. 563.

Molekûl in b in einem beſtimmten Momente ſeine Vibrationen beginnt, ſo werden alle weiter nach B hin liegenden Molekûle ſpäter zu vibriren beginnen, und zwar um ſo ſpäter, je weiter ſie von b liegen; während das Molekûl b eine vollſtändige Oscillation macht, d. h. während es von b' nach b'' und wieder zurück nach b' ſich bewegt, wird ſich die Bewegung bis zu irgend einem Molekûle c fortpflanzen, ſo daß dieſes Molekûl ſeine erſte Vibration in demſelben Momente beginnt, in welchem b ſeine zweite anfängt. Von nun an werden die Molekûle b und c ſtets in gleichen Schwingungszuſtänden ſich befinden, d. h. ſie werden gleichzeitig nach derſelben Seite hin ſich bewegend die Gleichgewichtslage paſſiren, gleichzeitig das Maximum der Ausweichung auf der einen und auf der andern Seite von $A\ B$ erreichen.

Die Entfernung $b\ c$ zweier Aethermolekûle, welche ſich ſtets in gleichen Schwingungszuſtänden befinden, heißt, wie wir ſchon früher geſehen haben, eine Wellenlänge. Wenn $c\ d$ auch eine Wellenlänge iſt, ſo wird das Molekûl d ſeine erſte Oscillation in demſelben Augenblicke beginnen, in welchem c ſeine zweite und b ſeine dritte Oscillation beginnt; d wird von nun an mit c und b ſich ſtets in gleichen Schwingungszuſtänden befinden.

Wenn f in der Mitte zwiſchen b und c liegt, d. h. wenn es um eine halbe Wellenlänge von b entfernt iſt, ſo befindet ſich das Molekûl in f ſtets in Schwingungszuſtänden, welche denen der Molekûle in b und c entgegengeſetzt ſind. Wenn b und c das Maximum der Ausweichung oberhalb $A\ B$ erreichen, ſo erreicht f das Maximum der entgegengeſetzten Seite. Das Molekûl f paſſirt mit b und c gleichzeitig die Gleichgewichtslage, allein in entgegengeſetzter Richtung ſich bewegend.

Wenn zwei Aethertheilchen auf dem Wege eines Lichtſtrahls um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge von einander entfernt ſind, ſo ſind ſie ſtets von gleichen, aber entgegengeſetzten Geſchwindigkeiten afficirt. Daſſelbe gilt von ſolchen Theilchen, die um $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$, $\frac{7}{2}$ u. ſ. w. Wellenlängen von einander abſtehen.

Die Wellenlänge iſt für die verſchiedenen Farben nicht gleich, am

größten ist die Wellenlänge der rothen, am kleinsten die Wellenlänge der violetten Strahlen. Wir werden bald sehen, wie es möglich war, die Wellenlänge der verschiedenfarbigen Strahlen mit außerordentlicher Genauigkeit zu bestimmen.

Mit der ungleichen Wellenlänge hängt auch die ungleiche Schwingungsdauer zusammen; die Vibrationen der violetten Strahlen sind die schnellsten, die der rothen dagegen die langsamsten.

Man sieht also, daß beim Lichte die Verschiedenheit der Farben der ungleichen Höhe und Tiefe der Töne entspricht.

Die Intensität des Lichts hängt von der Vibrationsintensität, der Größe der Oscillationsamplitude ab. Je größer die Entfernung der Punkte $b'b''$, $c'c''$ u. s. w. ist, zwischen welchen ein Aethertheilchen hin und her schwingt, desto größer ist die Intensität des Lichtstrahls, welcher durch diese Schwingungen fortgepflanzt wird. Aus Gründen, deren Entwickelung uns hier zu weit führen würde, nimmt man an, daß die Intensität des Lichts dem Quadrate der Vibrationsintensität und nicht der Vibrationsintensität selbst proportional ist; einer 2, 3, 4mal größeren Vibrationsintensität entspricht also eine 4, 9, 16fache Intensität des Lichts.

Von der Art und Weise, wie sich von einem leuchtenden Punkte aus die Lichtwellen ringsum verbreiten, kann man sich ein recht deutliches Bild machen, wenn man die Wellen betrachtet, welche auf der Oberfläche eines stillstehenden Wassers entstehen, wenn man einen Stein hineinwirft, und die wir auch schon oben betrachtet haben. Von der Stelle aus, an welcher der Stein in das Wasser einsank, verbreiten sich ringsum kreisförmige Wellen; das Fortschreiten dieser Wellen von dem Mittelpunkte der Bewegung aus rührt aber nicht daher, daß die einzelnen Wassertheilchen eine solche fortschreitende Bewegung haben, denn wenn ein leichter Körper, etwa ein Stückchen Holz, in dem Bereiche der Wellenbewegung auf dem Wasser schwimmt, so sieht man dasselbe nur auf- und niedergehen. Die Wassertheilchen an der Stelle, an welcher der Stein in's Wasser fiel, gehen abwechselnd auf und nieder, und diese Bewegung pflanzt sich ringsum mit gleicher Geschwindigkeit fort; alle Wassertheilchen also, welche gleichweit von dem Mittelpunkte entfernt sind, werden sich auch in gleichen Schwingungszuständen befinden, d. h. sie werden gleichzeitig ihre höchste und gleichzeitig ihre tiefste Stellung erreichen, es werden sich also concentrische Wellenberge und Wellenthäler bilden, wie dies durch Fig. 564 anschaulich gemacht werden soll. Wenn für einen

Fig. 564.

beſtimmten Moment die ausgezogenen Kreiſe den Wellenbergen, die punktirten aber den Wellenthälern entſprechen, ſo werden die Wellenberge nach außen hin in der Weiſe fortſchreiten, daß nach einer kurzen Zeit gerade an den punktirten Stellen ſich die Wellenberge befinden, die Thäler aber in den ausgezogenen Kreiſen.

Sämtliche Waſſertheilchen, welche zwiſchen zwei auf einander folgenden Wellenbergen oder zwei Wellenthälern liegen, bilden eine Welle, die Wellenlänge aber iſt die Entfernung von einem Wellenberge zum nächſten oder von einem Wellenthale zum folgenden. Während ein Waſſertheilchen, etwa a, von ſeiner höchſten Stellung niedergeht und dann wieder bis zur Gipfelhöhe eines Wellenberges aufſteigt, wird der Wellenberg um eine Wellenlänge fortſchreiten; bezeichnen wir mit v die Geſchwindigkeit, mit welcher die Wellen fortſchreiten; mit t die Schwingungsdauer, alſo die Zeit, welche während des Nieder- und Aufgangs eines Waſſertheilchens vergeht, ſo iſt offenbar

Fig. 565.

$$\lambda = v \cdot t,$$

wenn λ die Wellenlänge bezeichnet. Dieſe Beziehung zwiſchen Wellenlänge, Schwingungsdauer und Fortpflanzungsgeſchwindigkeit findet auch bei den Lichtvibrationen Statt.

So wie ſich die Waſſerwellen in concentriſchen Kreiſen um den Oscillationsmittelpunkt verbreiten, ſo verbreiten ſich die Lichtvibrationen in concentriſchen Kugelſchichten um die Lichtquelle; die Oberfläche der Lichtwellen iſt kugelförmig, wenigſtens ſo lange die Elaſticität des Aethers nach allen Richtungen hin dieſelbe bleibt.

Dieſe Principien reichen hin, die Fresnel'ſchen Interferenzſtreifen zu erklären. Die von f, Fig. 566, ausgehenden Strahlen werden durch den Spiegel cm ſo reflectirt, als ob ſie von p ausgegangen wären. Betrachten wir zunächſt den reflectirten Strahl gb, ſo müſſen alle Vibrationen, welche dieſen Strahl fortpflanzen, rechtwinklich auf der Richtung gb ſeyn, ein Aethertheilchen in b wird etwa abwechſelnd auf und nieder vibriren. Durch b iſt nun ein Kreis um den Mittelpunkt p gezogen, und alle auf dieſem Kreiſe liegenden Punkte s, b', s'' werden durch die vom Spiegel cm reflectirten Strahlen gleichzeitig in denſelben Schwingungszuſtand verſetzt, d. h. in demſelben Augenblicke, in welchem das Theilchen b durch den in der Richtung gb reflectirten Strahl aufwärts getrieben wird, ſind die Aethertheilchen in s, b', s'' u. ſ. w. in derſelben Weiſe afficirt.

größten ist die Wellenlänge der rothen, am kleinsten die Wellenlänge der violetten Strahlen. Wir werden bald sehen, wie es möglich war, die Wellenlänge der verschiedenfarbigen Strahlen mit außerordentlicher Genauigkeit zu bestimmen.

Mit der ungleichen Wellenlänge hängt auch die ungleiche Schwingungsdauer zusammen; die Vibrationen der violetten Strahlen sind die schnellsten, die der rothen dagegen die langsamsten.

Man sieht also, daß beim Lichte die Verschiedenheit der Farben der ungleichen Höhe und Tiefe der Töne entspricht.

Die Intensität des Lichts hängt von der Vibrationsintensität, der Größe der Oscillationsamplitude ab. Je größer die Entfernung der Punkte $b'b''$, $c'c''$ u. s. w. ist, zwischen welchen ein Aethertheilchen hin und her schwingt, desto größer ist die Intensität des Lichtstrahls, welcher durch diese Schwingungen fortgepflanzt wird. Aus Gründen, deren Entwickelung uns hier zu weit führen würde, nimmt man an, daß die Intensität des Lichts dem Quadrate der Vibrationsintensität und nicht der Vibrationsintensität selbst proportional ist; einer 2, 3, 4mal größeren Vibrationsintensität entspricht also eine 4, 9, 16fache Intensität des Lichts.

Von der Art und Weise, wie sich von einem leuchtenden Punkte aus die Lichtwellen ringsum verbreiten, kann man sich ein recht deutliches Bild machen, wenn man die Wellen betrachtet, welche auf der Oberfläche eines stillstehenden Wassers entstehen, wenn man einen Stein hineinwirft, und die wir auch schon oben betrachtet haben. Von der Stelle aus, an welcher der Stein in das Wasser einsank, verbreiten sich ringsum kreisförmige Wellen; das Fortschreiten dieser Wellen von dem Mittelpunkte der Bewegung aus rührt aber nicht daher, daß die einzelnen Wassertheilchen eine solche fortschreitende Bewegung haben, denn wenn ein leichter Körper, etwa ein Stückchen Holz, in dem Bereiche der Wellenbewegung auf dem Wasser schwimmt, so sieht man dasselbe nur auf- und niedergehen. Die Wassertheilchen an der Stelle, an welcher der Stein in's Wasser fiel, gehen abwechselnd auf und nieder, und diese Bewegung pflanzt sich ringsum mit gleicher Geschwindigkeit fort; alle Wassertheilchen also, welche gleichweit von dem Mittelpunkte entfernt sind, werden sich auch in gleichen Schwingungszuständen befinden, d. h. sie werden gleichzeitig ihre höchste und gleichzeitig ihre tiefste Stellung erreichen, es werden sich also concentrische Wellenberge und Wellenthäler bilden, wie dies durch Fig. 564 anschaulich gemacht werden soll. Wenn für einen

Fig. 564.

während in allen Stellen, in welchen ſich ein ausgezogener und ein punktirter Kreis ſchneiden, gar keine Vibrationen ſtattfinden, alſo Dunkelheit herrſcht.

Fresnel hat mit der größten Genauigkeit die Breite der Streifen, d. h. die Entfernung eines dunklen Streifens vom andern, den Winkel, den die Spiegel mit einander machen, und die Entfernung der Lichtquelle gemeſſen, und konnte auf dieſe Weiſe zeigen, daß in der That die Strahlen, welche, von f ausgehend, durch den Spiegel cm nach b, nach $s'.b'.s'''$ u. ſ. w. gelangen, ungleiche Wege zurückgelegt haben, daß die Differenz dieſer Wege gleich iſt, daß alſo $pb - ps' = ps' - pb'' = pb'' - ps'''$ u. ſ. w.

Dieſe Differenz, welche ſich aus den Meſſungen berechnen läßt, iſt aber nichts anderes als die halbe Wellenlänge.

Betrachtet man die Streifen durch ein rothes Glas, ſo ſind ſie breiter, als wenn man ein grünes anwendet, daraus folgt aber, daß die Wellenlänge für die rothen Strahlen größer iſt als für die grünen. Ueberhaupt ſind die Wellenlängen der farbigen Strahlen um ſo kürzer, je brechbarer dieſe Strahlen ſind. Da die hellen und dunklen Streifen für die verſchiedenfarbigen Strahlen nicht genau an dieſelben Stellen fallen, ſo können die Streifen bei Anwendung von weißem Licht auch nicht rein weiß und ſchwarz erſcheinen, ſondern ſie müſſen farbige Säume zeigen, die um ſo deutlicher werden, je breiter überhaupt die Streifen ſind. Nähere Auskunft über dieſe farbigen Säume findet man weiter unten.

Durch den Fresnel'ſchen Spiegelverſuch iſt alſo das Princip der Interferenzen begründet. Dieſes Princip iſt für die phyſikaliſche Theorie des Lichts von der größten Wichtigkeit, wir wollen deshalb verſuchen, daſſelbe durch Zeichnungen möglichſt anſchaulich zu machen.

In Fig. 567 mögen die Linien $A\,B$ und $C\,D$ zwei elementare Licht-

Fig. 567

ſtrahlen darſtellen, welche, von einer Lichtquelle ausgehend, auf verſchiedenen Wegen zu dem Punkte a gelangen und ſich hier unter einem ſehr ſpitzen Winkel ſchneiden. Wenn der Weg, welchen der Lichtſtrahl $C\,D$ von der Lichtquelle an bis zu dem Punkte a zurückgelegt hat, gerade eben ſo groß oder um 1, 2, 3 u. ſ. w. ganze Wellenlängen größer iſt als die Länge von der Lichtquelle bis zum Punkte a auf dem Wege des andern Strahls, ſo werden die beiden Strahlen in a in der Weiſe zuſammenwirken, wie es die Fig. 567 darſtellt.

Die Wellenlinie *a b c d* u. ſ. w. ſtellt für irgend einen Moment die gegenſeitige Lage der Aethertheilchen dar, welche den Strahl in der Richtung *A B* fortpflanzen. Das Theilchen *b* hat eben ſeine äußerſte Stellung unterhalb *A B* erreicht, das Theilchen *a* paſſirt eben die Gleichgewichtslage in der Richtung, welche der kleine Pfeil andeutet.

Die punktirte Wellenlinie zeigt uns den gleichzeitigen Oscillationszuſtand der Aethertheilchen, welche den Lichtſtrahl *C D* fortpflanzen. Wenn beide Strahlen von der Lichtquelle bis zum Punkte *a* gleiche Wege durchlaufen haben, ſo wird das Theilchen *a* gleichzeitig durch die Vibrationen beider Strahlen auf dieſelbe Weiſe afficirt werden; in dem durch unſere Zeichnung dargeſtellten Momente wird das Theilchen *a* durch das zweite Wellenſyſtem ebenfalls nach unten getrieben, die Vibrationsintenſität iſt alſo doppelt ſo groß, als wenn ſeine Bewegung nur durch die Vibrationen des einen Lichtſtrahls bedingt wäre.

In derſelben Weiſe müſſen ſich auch die Vibrationen zweier Lichtſtrahlen unterſtützen, welche in einem Punkte zuſammentreffen und die in ihrem Gange um irgend ein ganzes Vielfaches einer ganzen Wellenlänge von einander abweichen.

Die Fig. 568 verſinnlicht das Zuſammenwirken zweier Strahlen, von

Fig. 568.

denen der eine dem andern um eine halbe oder irgend ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge vorausgeeilt iſt. Durch die Vibrationen des einen Strahls (die ihm entſprechende Wellenlinie iſt ausgezogen, während die dem andern Strahle entſprechende punktirt iſt) wird das Theilchen *a* in demſelben Augenblicke nach oben getrieben, in welchen die Vibrationen des andern Strahls daſſelbe mit gleicher Kraft abwärts zu bewegen ſtreben, die beiden entgegengeſetzten Kräfte heben ſich alſo auf, das Theilchen *a* bleibt in Ruhe.

Wir haben bisher nur diejenigen Fälle betrachtet, in welchen der Gangunterſchied der interferirenden Strahlen ein Vielfaches einer ganzen Wellenlänge oder ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt. Wenn der Gangunterſchied zwiſchen dieſe Gränzen fällt, ſo wird durch die Interferenz der beiden Strahlen auch eine Wirkung hervorgebracht, welche zwiſchen den Wirkungen der beſprochenen Gränzfälle liegt, d. h. es wird keine vollkomme Vernichtung der Vibrationen, aber auch keine Verdoppelung der Vibrationsintenſität eintreten können. Die wirklich hervorge-

während in allen Stellen, in welchen ſich ein ausgezogener und ein punktirter Kreis ſchneiden, gar keine Vibrationen ſtattfinden, alſo Dunkelheit herrſcht.

Fresnel hat mit der größten Genauigkeit die Breite der Streifen, d. h. die Entfernung eines dunklen Streifens vom andern, den Winkel, den die Spiegel mit einander machen, und die Entfernung der Lichtquelle gemeſſen, und konnte auf dieſe Weiſe zeigen, daß in der That die Strahlen, welche, von f ausgehend, durch den Spiegel cm nach b, nach $s'.b'.s''$ u. ſ. w. gelangen, ungleiche Wege zurückgelegt haben, daß die Differenz dieſer Wege gleich iſt, daß alſo $pb - ps' = ps' - pb'' = pb'' - ps''$ u. ſ. w.

Dieſe Differenz, welche ſich aus den Meſſungen berechnen läßt, iſt aber nichts anderes als die halbe Wellenlänge.

Betrachtet man die Streifen durch ein rothes Glas, ſo ſind ſie breiter, als wenn man ein grünes anwendet, daraus folgt aber, daß die Wellenlänge für die rothen Strahlen größer iſt als für die grünen. Ueberhaupt ſind die Wellenlängen der farbigen Strahlen um ſo kürzer, je brechbarer dieſe Strahlen ſind. Da die hellen und dunklen Streifen für die verſchiedenfarbigen Strahlen nicht genau an dieſelben Stellen fallen, ſo können die Streifen bei Anwendung von weißem Licht auch nicht rein weiß und ſchwarz erſcheinen, ſondern ſie müſſen farbige Säume zeigen, die um ſo deutlicher werden, je breiter überhaupt die Streifen ſind. Nähere Auskunft über dieſe farbigen Säume findet man weiter unten.

Durch den Fresnel'ſchen Spiegelverſuch iſt alſo das Princip der Interferenzen begründet. Dieſes Princip iſt für die phyſikaliſche Theorie des Lichts von der größten Wichtigkeit, wir wollen deshalb verſuchen, daſſelbe durch Zeichnungen möglichſt anſchaulich zu machen.

In Fig. 567 mögen die Linien $A\,B$ und $C\,D$ zwei elementare Licht-

Fig. 567.

ſtrahlen darſtellen, welche, von einer Lichtquelle ausgehend, auf verſchiedenen Wegen zu dem Punkte a gelangen und ſich hier unter einem ſehr ſpitzen Winkel ſchneiden. Wenn der Weg, welchen der Lichtſtrahl $C\,D$ von der Lichtquelle an bis zu dem Punkte a zurückgelegt hat, gerade eben ſo groß oder um 1, 2, 3 u. ſ. w. ganze Wellenlängen größer iſt als die Länge von der Lichtquelle bis zum Punkte a auf dem Wege des andern Strahls, ſo werden die beiden Strahlen in a in der Weiſe zuſammenwirken, wie es die Fig. 567 darſtellt.

Die Wellenlinie *a b c d* u. ſ. w. ſtellt für irgend einen Moment die gegenſeitige Lage der Aethertheilchen dar, welche den Strahl in der Richtung *A B* fortpflanzen. Das Theilchen *b* hat eben ſeine äußerſte Stellung unterhalb *A B* erreicht, das Theilchen *a* paſſirt eben die Gleichgewichtslage in der Richtung, welche der kleine Pfeil andeutet.

Die punktirte Wellenlinie zeigt uns den gleichzeitigen Oscillationszuſtand der Aethertheilchen, welche den Lichtſtrahl *C D* fortpflanzen. Wenn beide Strahlen von der Lichtquelle bis zum Punkte *a* gleiche Wege durchlaufen haben, ſo wird das Theilchen *a* gleichzeitig durch die Vibrationen beider Strahlen auf dieſelbe Weiſe afficirt werden; in dem durch unſere Zeichnung dargeſtellten Momente wird das Theilchen *a* durch das zweite Wellenſyſtem ebenfalls nach unten getrieben, die Vibrationsintenſität iſt alſo doppelt ſo groß, als wenn ſeine Bewegung nur durch die Vibrationen des einen Lichtſtrahls bedingt wäre.

In derſelben Weiſe müſſen ſich auch die Vibrationen zweier Lichtſtrahlen unterſtützen, welche in einem Punkte zuſammentreffen und die in ihrem Gange um irgend ein ganzes Vielfaches einer ganzen Wellenlänge von einander abweichen.

Die Fig. 568 verſinnlicht das Zuſammenwirken zweier Strahlen, von

Fig. 568.

denen der eine dem andern um eine halbe oder irgend ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge vorausgeeilt iſt. Durch die Vibrationen des einen Strahls (die ihm entſprechende Wellenlinie iſt ausgezogen, während die dem andern Strahle entſprechende punktirt iſt) wird das Theilchen *a* in demſelben Augenblicke nach oben getrieben, in welchen die Vibrationen des andern Strahls daſſelbe mit gleicher Kraft abwärts zu bewegen ſtreben, die beiden entgegengeſetzten Kräfte heben ſich alſo auf, das Theilchen *a* bleibt in Ruhe.

Wir haben bisher nur diejenigen Fälle betrachtet, in welchen der Gangunterſchied der interferirenden Strahlen ein Vielfaches einer ganzen Wellenlänge oder ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt. Wenn der Gangunterſchied zwiſchen dieſe Gränzen fällt, ſo wird durch die Interferenz der beiden Strahlen auch eine Wirkung hervorgebracht, welche zwiſchen den Wirkungen der beſprochenen Gränzfälle liegt, d. h. es wird keine vollkomme Vernichtung der Vibrationen, aber auch keine Verdoppelung der Vibrationsintenſität eintreten können. Die wirklich hervorge-

brachte Vibrationsintenſität nähert ſich mehr dem einen oder dem andern dieſer Gränzwerthe, je nachdem die Gangunterſchiede ſich mehr einem ungeraden Vielfachen einer halben Wellenlänge oder einen Vielfachen einer ganzen Wellenlänge nähern.

218 **Erklärung der Spiegelung, der Brechung und der Diſperſion des Lichts durch die Vibrationstheorie.** Wenn eine Lichtwelle auf irgend ein Medium trifft, in welchem die Elaſticität des Aethers größer oder kleiner iſt als in dem Mittel, in welchem ſie ſich bis dahin fortpflanzte, ſo theilt ſie ſich in zwei Wellenſyſteme, von welchen das eine in das Mittel zurückgeht, welches bis dahin die Wellen fortpflanzte, während das zweite Wellenſyſtem in das andere Mittel übergeht; die Richtung beider Wellenſyſteme weicht von der der einfallenden Wellen ab; das eine Syſtem erzeugt die reflectirten, das andere die gebrochenen Strahlen.

Betrachten wir zunächſt die Reflexion etwas näher.

In Fig. 569 ſey am ein Lichtſtrahl, welcher in m die Trennungsfläche zweier Mittel trifft; durch die Vibrationen dieſes Strahls wird nun offenbar das in m befindliche Aethertheilchen erſchüttert; die Vibrationen des Aethertheilchens in m pflanzen ſich aber nach allen Seiten hin fort, gerade ſo, als ob m ſelbſt ein leuchtender Punkt wäre. Man ſollte demnach meinen, daß ſich von m aus nach allen Seiten hin Lichtſtrahlen verbreiten würden; gewiſſermaßen iſt dies auch der Fall, aber die Vibrationen eines einzigen elementaren Strahls bringen für ſich noch keine Wirkung hervor; das, was wir einen Lichtſtrahl nennen, beſteht aus einer Reihe paralleler elementarer Strahlen, in welchen die entſprechenden Theilchen ſich in gleichen Schwingungszuſtänden befinden, ſo daß ſich ihre Vibrationen gegenſeitig unterſtützen.

Fig. 569.

Es ſey nun $a'm'$ ein zweiter, $a''k$ ein dritter elementarer Lichtſtrahl, welcher von derſelben Lichtquelle kommt; wenn dieſe Lichtquelle hinlänglich weit entfernt iſt, ſo können die Strahlen $a\,m$, $a'\,m'$, $a''\,k$ als parallel, und die durch m und n gehende Wellenoberfläche zwiſchen m und n als eben betrachtet werden. Dieſe ebene Welle wird nun in m zuerſt, ſpäter in n und noch ſpäter in k die trennende Oberfläche treffen. Während nun die ebene Welle von n bis k fortſchreitet, verbreitet ſich von dem ſchon früher getroffenen Punkte m aus eine ſphäriſche Welle, deren Halbmeſſer

mo der Entfernung nk gleich iſt. Denken wir uns ferner $m'n'$ parallel mit mn gezogen, ſo wird die von m' aus divergirende Welle eine Kugeloberfläche erreichen, deren Radius $m'o'$ gleich $n'k$ iſt, während der obere Strahl von n' nach k geht. Auf dieſelbe Weiſe werden nun von allen zwiſchen m und k liegenden Punkten elementare Kugelwellen ausgehen, und eine Fläche, welche alle dieſe elementare Kugelwellen gleichzeitig berührt, iſt die reflectirte Welle.

Da ſich nun mo und $m'o'$ verhalten wie mk und $m'k$, ſo iſt klar, daß die Fläche, welche alle entſprechenden elementaren Kugelflächen berührt, eben iſt. Dieſe reflectirte Welle ſchreitet nun parallel mit ſich ſelbſt fort, und die Richtung der Lichtſtrahlen, welche ſie erzeugt, iſt rechtwinklig auf ok; das reflectirte Lichtbündel wird durch die elementaren Strahlen ml, $m's$, kr und die dazwiſchen liegenden gebildet, welche ſich gegenſeitig unterſtützen, alſo einen wirkſamen Lichtſtrahl bilden, weil die entſprechenden Aethertheilchen, wie l, s und r, ſich ſtets in gleichen Schwingungszuſtänden befinden.

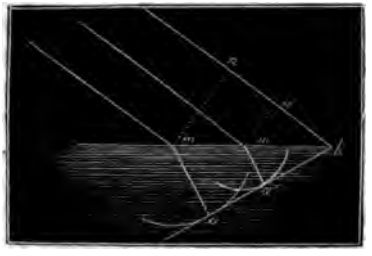
Das Dreieck mnk iſt dem Dreik mok gleich, denn mk iſt beiden gemeinſchaftlich, $nk = mo$ und der Winkel bei o gleich dem bei n, denn beide ſind rechte; daraus folgt nun aber, daß der Winkel nkm gleich iſt dem Winkel omk, d. h. daß die einfallenden und reflectirten Strahlen gleiche Winkel mit der ſpiegelnden Ebene machen. Das Spiegelungsgeſetz ergiebt ſich alſo als eine nothwendige Folge aus der Undulationstheorie.

Das Brechungsgeſetz läßt ſich auf ganz ähnliche Weiſe ableiten. Es ſey in einem beſtimmten Momente mn die Lage der einfallenden ebenen Welle; in demſelben Momente, in welchem die ebene Welle in n ankommt, wird m der Mittelpunkt eines ſphäriſchen Wellenſyſtems, welches ſich auch in dem anderen Mittel verbreitet; weil aber die Elaſticität des Aethers in dieſem zweiten Mittel eine andere iſt als in dem Mittel, in welchem ſich die Lichtſtrahlen bis dahin bewegten, ſo pflanzen ſich die Lichtwellen in beiden Mitteln auch nicht mit gleicher Geſchwindigkeit fort; während ſich die ebene Welle von n bis k fortbewegt, gelangt die von m ausgehende entſprechende Elementarwelle bis zu der Oberfläche einer Kugel, deren Radius mo kleiner iſt als nk, wenn das zweite Mittel ſtärker brechend iſt als das erſte. Die einfallende ebene Welle kommt

Fig 570.

auch gleichzeitig in m' und n' an, und während ſie von n' bis k fortgeht, verbreitet ſich die entſprechende elementare Welle von m' bis zu der Oberfläche einer Kugel, deren Halbmeſſer $m'o'$ ſich zu mo verhält wie $n'k$ zu nk. Alle die von den verſchiedenen zwiſchen m und k liegenden Punkten ausgehenden ſphäriſchen Elementarwellen, welche von derſelben einfallenden ebenen Welle herrühren, werden alſo ſämmtlich durch eine und dieſelbe Ebene $ko'o$ berührt, und parallel mit dieſer Ebene pflanzt ſich die gebrochene Welle fort.

Fig. 571.



Die Längen nk und mo verhalten ſich wie die Fortpflanzungsgeſchwindigkeiten der Lichtwellen in den beiden Mitteln, ſie ſtehen alſo unter einander in einem conſtanten Verhältniſſe; nehmen wir nun aber die Länge mk zur Längeneinheit, ſo iſt $nk = \sin. nmk$ und $mo = \sin. mko$; wir ſehen alſo, daß der Undulationstheorie zufolge die Sinus der Winkel nmk und mko, d. h. die Sinus der Winkel, welche die einfallende und die gebrochene Welle mit der brechenden Fläche machen, in einem beſtändigen Verhältniſſe ſtehen müſſen. Es iſt aber der Winkel, welchen die einfallende Welle mn mit der brechenden Oberfläche macht, gleich dem Einfallswinkel, der Winkel aber, welchen die gebrochene Welle ko mit der brechenden Fläche macht, gleich dem Brechungswinkel; folglich muß nach der Undulationstheorie der Sinus des Brechungswinkels zum Sinus des Einfallswinkels in einem conſtanten Verhältniſſe ſtehen, was auch mit der Erfahrung vollkommen übereinſtimmt.

Dieſe Ableitung der Spiegelungs- und Brechungsgeſetze iſt ſchon von Huyghens entwickelt worden. Der Grundſatz, daß wirkſame Lichtſtrahlen zuerſt durch das Zuſammenwirken von Elementarſtrahlen gebildet werden, iſt nach ihm das Huyghens'ſche Princip genannt worden.

Die Dispersion (Farbenzerſtreuung) des Lichtes erklärt ſich dadurch, daß die Wellen derjenigen Strahlen, welchen eine größere Schwingungsgeſchwindigkeit zukommt, beim Eintritte in ein brechendes Mittel in einem ſtärkern Verhältniſſe verkürzt werden. Cauchy (Mémoire sur la dispersion de la lumière, Prague 1836) hat gezeigt, daß überhaupt die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit der Lichtwellen von ihrer Schwingungsdauer abhängt, und daß die Art der Abhängigkeit durch die Natur des Mittels bedingt ſey, in welchem ſich die Wellen fortpflanzen. Ohne Anwendung höherer Rechnung iſt hier ein weiteres Eingehen nicht wohl möglich.

Die Beugungserscheinungen. Es ist schon oben bemerkt worden, 219
daß zuerst Grimaldi die Ablenkung beobachtete, welche die Lichtstrahlen bei ihrem Vorübergange an den Rändern undurchsichtiger Körper erleiden. Nach ihm wurden die Beugungserscheinungen besonders von Newton studirt; durch seine Bemühungen, sowie durch die Untersuchungen mehrerer späteren Physiker wurden allerdings die empirischen Gesetze derselben ermittelt, allein erst Young, indem er die Diffractionsphänomene durch die Wellentheorie zu erklären versuchte, fand einen inneren Zusammenhang dieser merkwürdigen Erscheinungen auf. Fresnel ging auf dem betretenen Wege weiter und entwickelte in seinem Mémoire sur la diffraction de la lumière eine Theorie der Beugungserscheinungen, welche durch Fraunhofer, Herschel und Schwerd noch weiter ausgebildet, ja wir können sagen, vollendet wurde. Fresnel untersuchte und erklärte alle Beugungserscheinungen, welche durch einen ganz schmalen Spalt oder durch einen ganz schmalen undurchsichtigen Körper hervorgebracht werden. Fraunhofer bereicherte die Wissenschaft durch die Untersuchungen der durch Gitter hervorgebrachten Erscheinungen. Herschel begann die Phänomene zu untersuchen, welche sowohl durch eine als auch durch mehrere dreieckige, quadratische und kreisförmige Oeffnungen hervorgebracht werden. Schwerd endlich gab eine vollständige Erklärung aller Beugungserscheinungen, welche man durch Oeffnungen von beliebiger Form, von beliebiger Zahl und gegenseitiger Stellung beobachtet.

Gehen wir nun zur näheren Betrachtung der Erscheinungen über.

Läßt man durch eine kleine runde feine Oeffnung einen Sonnenstrahl in ein dunkles Zimmer eintreten, bringt man in die Axe dieses Lichtstrahls 2 bis 3 Meter von der Oeffnung eine dünne Metallplatte, in welcher sich ein rundes Loch von ohngefähr ½ Linie Durchmesser befindet, so kann man das durch diese zweite Oeffnung hindurchgegangene Licht auf einem weißen Schirme in einiger Entfernung auffangen. Man sieht aber unter diesen Umständen nicht bloß einen einfachen weißen runden Fleck, sondern dieser Fleck ist von mehreren Ringen umgeben, deren Durchmesser weit größer ist als es möglich wäre, wenn die Lichtstrahlen ihre geradlinige Richtung verfolgt hätten.

Hätte man statt der feinen kreisförmigen Oeffnung einen feinen Spalt angewandt, so würde man auf der Tafel statt der concentrischen Ringe abwechselnd helle und dunkle mit dem Spalte parallele Streifen gesehen haben.

Auf ähnliche Weise kann man die Streifen im Schatten schmaler Körper beobachten.

Fresnel ersann eine andere Beobachtungsmethode, welche die Streifen und Ringe ungleich deutlicher und schärfer zeigt, als es bei dem Auffangen auf einem Schirme möglich ist; als Lichtquelle benutzte er die im Brennpunkte

einer gewöhnlichen oder in der Brennlinie einer Cylinderlinſe concentrirten Sonnenſtrahlen und betrachtete die Beugungserſcheinungen durch eine Luppe ganz in der Weiſe, die wir ſchon bei Verſuchen mit den Interferenzſpiegeln kennen gelernt haben.

Fraunhofer ſetzte die beugende Oeffnung unmittelbar vor das Objectiv eines Fernrohrs, und ſah durch daſſelbe nach der Lichtquelle hin. Dieſe Beobachtungsmethode iſt unſtreitig die vollkommenſte und geſtattet zugleich eine ſehr genaue Meſſung, von der noch weiter unten die Rede ſein wird.

Die einfachſten Vorrichtungen zur Beobachtung der Beugungserſcheinungen hat Schwerd angegeben. Die weſentlichſte Erleichterung beſteht darin, daß er das dunkle Zimmer entbehrlich machte; einen Lichtpunkt liefert das innen geſchwärzte Uhrglas oder ein Metallknopf, eine Lichtlinie ein innen geſchwärztes Glasröhrchen.

Wenn die Oeffnungen ſehr fein ſind, ſo ſieht man die Beugungserſcheinungen ſchon ſehr ſchön, wenn man die Oeffnung unmittelbar vor das Auge hält und nach dem Lichtpunkte hinſieht. Solche feine Oeffnungen kann man am leichteſten nach Schwerd's Angaben in Staniolblättchen machen. Kreisförmige Oeffnungen macht man mit Hülfe einer feinen Nadel. Legt man ein Blättchen Staniol auf eine Glasplatte, ſo kann man mit der Spitze eines ſcharfen Federmeſſers einen kurzen feinen Spalt einſchneiden; eine parallelogrammatiſche Oeffnung erhält man, wenn man zwei mit einem feinen Spalte verſehene Staniolblättchen quer über einander legt; um eine dreieckige Oeffnung zu erhalten, legt man drei Staniolblättchen ſo auf einander, daß ihre Ränder nur eine ſehr kleine dreieckige Oeffnung zwiſchen ſich laſſen.

Um die Staniolblättchen gehörig zu ſchützen und bequem zum Verſuche anwenden zu können, werden ſie mit ihrem Rande auf einen Ring (Fig. 572 zeigt einen ſolchen ungefähr in $\frac{1}{2}$ der natürlichen Größe) von Meſſingblech aufgeklebt.

Fig. 572.

Auch die größeren Oeffnungen, wie man ſie zu den Verſuchen mit dem Fernrohre anwendet, werden aus Staniolblättchen ausgeſchnitten, auch ſie ſind auf einen Ring von Meſſingblech geklebt und in einer Faſſung von Holz befeſtigt ſind, die an das Ende des Fernrohrs paßt, durch welches man beobachten will.

Fig. 573 (a. f. S.) zeigt die Art und Weiſe, wie man die Oeffnungen vor dem Fernrohre anbringt. *A* iſt das Objectivende des Fernrohrs, auf welchem ein Holzring *B* aufgeſteckt wird, deſſen innere Höhlung mit Leder ausgefüttert iſt, damit der etwas coniſche Holzring *C* ganz genau hinein-

Fig. 573.

paßt. In dieſen letzteren Holzring iſt der Meſſingrahm mit dem Staniolblatte *d* eingelaſſen, in welches die Oeffnungen eingeſchnitten ſind.

Wenn man mit dem Fernrohre beobachtet, muß es ſo weit ausgezogen werden, daß man den Lichtpunkt deutlich ſieht; auch bei der Beobachtung mit bloßem Auge muß man ſich in einer ſolchen Entfernung vom Lichtpunkte aufſtellen, daß man ihn deutlich ſehen kann.

In Fig. 574 iſt die Erſcheinung abgebildet, welche man wahrnimmt, wenn man durch einen ſchmalen Spalt nach einer Lichtlinie hinſieht, und zwar für den Fall, daß man nicht weißes, ſondern einfarbiges Licht anwendet, alſo z. B. durch ein rothes Glas ſieht. In der Mitte der ganzen Erſcheinung ſieht man einen ſehr hellen Streifen, dem zu beiden Seiten, immer durch dunkle Zwiſchenräume von einander getrennt, andere folgen, deren Lichtſtärke ſehr merklich abnimmt, je weiter ſie von der Mitte entfernt ſind.

Fig. 574.

Nach Fraunhofer nennt man dieſe Seitenbilder Spectra erſter Ordnung; ſie werden um ſo ſchmäler, je weiter die Oeffnung iſt, deshalb ſind ſie auch bei einigermaßen breiten Spalten mit bloßem Auge nicht mehr ſichtbar.

Für rothes Licht erſcheinen dieſe Streifen breiter als für andere Farben. Fig. 575 zeigt, in welchem Verhältniß die Streifen ſchmäler werden und einander

Fig. 575.

Fig. 576.

näher rücken, wenn man ſtatt des rothen Lichts grünes oder violettes anwendet.

Durch die parallelogrammatiſche Oeffnung ſieht man die Erſcheinung Fig. 576: durch eine kreisförmige Oeffnung einen hellen Fleck mit concen-

triſchen Ringen umgeben, Fig. 577; durch eine dreieckige Oeffnung ſieht man einen ſechsſeitigen Stern. Wir gehen hier auf die genauere Beſchreibung der Phänomene nicht ein, weil ſie ſich ohnehin aus der Erläuterung derſelben ergeben wird.

Fig. 577.

220 **Erklärung der Beugungserſcheinungen, welche man durch eine Oeffnung beobachtet.** Wenn das Licht von einem hinlänglich weit entfernten Punkte ſenkrecht auf die Ebene des Schirms *AB* fällt, in welchem ſich die Oeffnung *CD* befindet, ſo kann man alle in dieſer Oeffnung befindlichen Aethertheilchen als gleichweit von der Lichtquelle entfernt betrachten, alle dieſe Aethertheilchen befinden ſich alſo in gleichen Schwingungszuſtänden. Jedes dieſer Aethertheilchen pflanzt aber ſeine Vibrationen jenſeits des Schirms nach allen Seiten hin fort, als ob es ein ſelbſtleuchtendes Theilchen wäre; die Stärke der Erleuchtung in irgend einem hinter dem Schirme gelegenen Punkte *s* hängt alſo nur davon ab, welche Wirkung durch die Interferenz aller in *s* zuſammentreffenden von den verſchiedenen Punkten der Oeffnung *C D* ausgehenden Strahlen hervorgebracht wird.

Fig. 578.

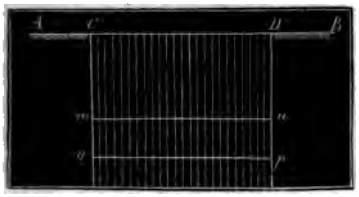
Wenn man eine enge Oeffnung dicht vor das Auge hält, welches wir als fernſichtig annehmen wollen, ſo werden alle Strahlen, welche von den verſchiedenen Punkten der Oeffnung *CD* einander parallel ausgehen, in einem Punkte der Netzhaut vereinigt; wir haben alſo zu unterſuchen, unter welchen Umſtänden alle Elementarſtrahlen eines ſolchen parallelen Strahlenbündels ſich gegenſeitig vernichten oder unterſtützen werden. Auch wenn die Oeffnung vor dem Objective eines Fernrohrs angebracht iſt, werden alle diejenigen Strahlen zur Interferenz kommen, welche als parallele Strahlenbündel von der Oeffnung auf das Objectiv fallen, denn alle Strahlen eines ſolchen Bündels werden in der Brennweite des Objectivs in einem Punkte vereinigt; die ſich hier bildende Erſcheinung wird dann durch das Ocular betrachtet.

Wenn man die Beugungserſcheinung auf einem Schirme auffängt, ſo kommen an jeder Stelle dieſes Schirmes ſolche Strahlen zur Interferenz, welche von den verſchiedenen Punkten der Oeffnung nach einem Punkte des Schirmes convergiren; die Convergenz der interferirenden Strahlen nimmt aber natürlich um ſo mehr ab, je weiter der Schirm von der

Oeffnung entfernt wird; die Erſcheinung, wie man ſie mit bloßem Auge oder mit dem Fernrohre wahrnimmt, entſpricht alſo dem Falle, daß der Schirm im Vergleich zur Größe der Oeffnung ſehr weit von derſelben entfernt iſt. Die folgenden Erklärungen beziehen ſich auch nur auf dieſen Fall.

Betrachten wir zuerſt ein ſolches Strahlenbündel, welches ſich rechtwinklig zu CD, alſo in der Richtung der einfallenden Strahlen auch jenſeits der Oeffnung, fortpflanzt, wie dies in Fig. 579 der Fall iſt. Da alle Aethertheilchen in CD ſich in gleichen Schwingungszuſtänden befinden, ſo wird dies auch für alle Aethertheilchen der Fall ſeyn, welche auf einer Linie mn, op u. ſ. w. liegen, die auf der Richtung der Strahlen rechtwinklig ſteht; die Strahlen dieſes Bündels werden alſo, in unendlicher Entfernung zuſammentreffend, ſich gegenſeitig unterſtützen; ebenſo werden die Strahlen dieſes Bündels bei ihrer Vereinigung in einem Punkte der Netzhaut oder in der Brennweite des Objectivs eine Vibrationsintenſität erzeugen, welche der Summe der Vibrationsintenſitäten aller elementaren Strahlen gleich iſt.

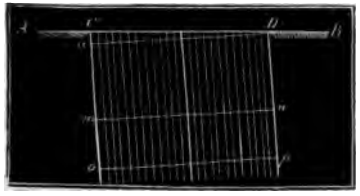
Fig. 579.



Ein ſo vollſtändiges Zuſammenwirken findet für kein anderes von CD ausgehendes Strahlenbündel Statt.

Wenn das von der Oeffnung CD, Fig. 580, ausgehende Strahlenbündel ſo gegen dieſe Oeffnung geneigt iſt, daß der Fußpunkt a eines von D auf den von C ausgehenden Strahl gefällten Perpendikels Da gerade um eine halbe Wellenlänge von C entfernt iſt, wenn alſo $Ca = \frac{1}{2}$ Wellenlänge iſt, ſo werden die entſprechenden Punkte der von C und D ausgehenden Randſtrahlen, wie m und n, o und p u. ſ. w., ſich ſtets in entgegengeſetzten Schwingungszuſtänden befinden, dieſe beiden Randſtrahlen werden alſo ihre Wirkung gegenſeitig vernichten, alle übrigen Strahlen des Bündels aber wirken in der Weiſe zuſammen, daß die Lichtintenſität dieſes Bündels ungefähr 0,4 von der Intenſität des ungebeugten Bündels iſt.

Fig. 580.



Iſt der Gangunterſchied der Randſtrahlen gleich 2 halben Wellenlängen,

wie in Fig. 581, ſo kann man ſich die Breite der Oeffnung in zwei gleiche Theile getheilt denken; der von *D* ausgehende Randſtrahl iſt alsdann mit dem von der Mitte *M* ausgehenden in ſeinem Gange um $^1/_2$ Wellenlänge verſchieden, beide Strahlen werden alſo ihre Wirkung gegenſeitig vernichten; derſelbe Gegenſatz findet aber auch zwiſchen dem erſten, zweiten, dritten u. ſ. w. Strahle des von der einen Hälfte *DM* der Oeffnung ausgehenden Strahlenbündels und den entſprechenden Strahlen des von der andern Hälfte *MC* ausgehenden Strahlenbündels Statt, die Totalwirkung iſt alſo in dieſem Falle gleich Null.

Fig. 581.

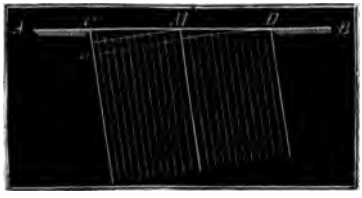


Fig. 582.

Sind die Randſtrahlen um 3 halbe Wellenlängen in ihrem Gange verſchieden, wie in Fig. 582, ſo kann man ſich das ganze Strahlenbündel in 3 gleiche Theile getheilt denken, und es findet dann zwiſchen den entſprechenden Strahlen der beiden erſten Drittel ein vollkommener Gegenſatz Statt, ſie vernichten ſich alſo gegenſeitig, und nur die Strahlen des letzten Drittels bringen eine Wirkung hervor. Die Vibrationsintenſität, welche durch dieſes letzte Drittel hervorgebracht wird, iſt offenbar 3mal ſchwächer als die Vibrationsintenſität in dem durch Fig. 580 dargeſtellten Falle. Die Lichtintenſität, welche durch das gebeugte Strahlenbündel, Fig. 582, hervorgebracht wird, iſt alſo 9mal geringer als in dem Falle, daß die Differenz der Randſtrahlen nur 1 halbe Wellenlänge betrug.

Beträgt der Gangunterſchied der Randſtrahlen 4 halbe Wellenlängen, ſo iſt die Lichtintenſität, welche durch das Zuſammenwirken aller Strahlen dieſes Bündels hervorgebracht wird, abermals Null.

Auf dieſelbe Weiſe kann man weiter ſchließen, und man wird finden, daß die Totalwirkung aller Strahlen eines gebeugten Bündels jedesmal

Fig. 583.

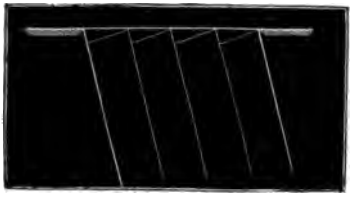


Fig. 584.

0 iſt, wenn die Differenz im Gange der Randſtrahlen ein gerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt; ſo oft aber der Gangunterſchied der Randſtrahlen ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge iſt, wird immer noch ein Theil der Strahlen zur Wirkung kommen, allein dieſe Wirkung iſt um ſo geringer, je größer der Gangunterſchied der Randſtrahlen wird.

Aus dieſen Betrachtungen läßt ſich nun leicht die ganze Erſcheinung ableiten, wie man ſie durch einen Spalt wahrnimmt.

Der Gangunterſchied der Randſtrahlen eines gebeugten Lichtbündels hängt offenbar von dem Winkel ab, den das gebeugte Strahlenbündel mit der Richtung der einfallenden Strahlen macht; und ſo lange die Ablenkungswinkel klein ſind, wie dies bei dieſen Verſuchen der Fall iſt, kann man den Gangunterſchied der Randſtrahlen ohne merklichen Fehler dem Ablenkungswinkel proportional ſetzen; wenn alſo für einen Ablenkungswinkel b die Differenz im Gange der Randſtrahlen 2 halbe Wellenlängen beträgt, ſo wird die Differenz im Gange der Randſtrahlen 4 halbe, 6 halbe, 8 halbe u. ſ. w. Wellenlängen betragen, wenn der Ablenkungswinkel $2b$, $3b$; $4b$ u. ſ. w. iſt.

Daraus folgt nun, daß in dem durch einen engen Spalt erzeugten Beugungsbilde in der Mitte ein heller Streifen ſichtbar ſeyn muß, auf welchen zu beiden Seiten eine Reihe heller und dunkler Streifen in der Weiſe auf einander folgen, daß je zwei Minima der Lichtſtärke immer um gleiche Winkelabſtände von einander entfernt ſind, wie dies auch in Fig. 574 der Fall iſt. Iſt die Entfernung des erſten dunklen Strifens von der Mitte des Bildes auf jeder Seite gleich n, ſo iſt die Entfernung des zweiten, dritten, vierten u. ſ. w. dunklen Streifens $2n$, $3n$, $4n$ u. ſ. w., alſo der Zwiſchenraum zwiſchen je zwei dunklen Streifen ſtets gleich n; die Entfernung des erſten dunklen Streifens auf der linken Seite von dem erſten auf der rechten iſt dagegen gleich $2n$, da ja die Entfernung eines jeden von der Mitte des Bildes gleich n iſt.

Zwiſchen je zwei dunklen Streifen liegen die hellen Stellen des Bildes. Alle Seitenſpectra ſind gleich breit, weil ja die ſie begränzenden dunklen Streifen in gleichen Abſtänden auf einander folgen, nur das Mittelbild iſt doppelt ſo breit als alle übrigen.

Wenn man den beugenden Spalt vor das Objectiv des Fernrohrs eines Theodolithen bringt, welcher die Winkel noch bis auf eine Sekunde angiebt, ſo kann man leicht die Winkelabſtände der dunklen Streifen von der Mitte des Bildes meſſen; man ſtellt zu dieſem Zwecke das Fernrohr zuerſt ſo, daß der vertikale Faden des Fadenkreuzes genau durch die Mitte des Beugungsbildes geht, und dreht es alsdann aus dieſer Lage heraus, bis der erſte, der zweite, der dritte u. ſ. w. dunkle Streifen mit jenem

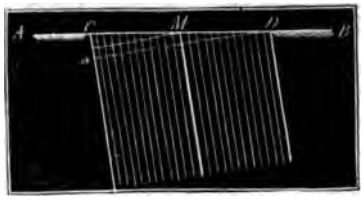
Faden zuſammenfällt; die Winkelwerthe der Drehung werden am Nonius des horizontalen Theilkreiſes des Theodolithen abgeleſen. Schwerd fand für einen Spalt, welcher 1,353 Millimeter breit war, auf die angegebene Weiſe folgende Winkelabſtände der dunklen Streifen von der Mitte des Bildes:

Für den	1ſten	dunklen	Streifen . . .	1′ 41″
» »	2ten	»	» . . .	3′ 48″
» »	3ten	»	» . . .	4′ 55″
» »	4ten	»	» . . .	6′ 27″.

In der That iſt der für den 2ten, 3ten, 4ten dunklen Streifen gefundene Winkelabſtand nahe 2, 3, 4mal ſo groß als der Winkelabſtand des erſten dunklen Streifens von der Mitte des Bildes. Als Mittel erhält man aus dieſen Meſſungen für den Winkelabſtand zweier auf einander folgenden dunklen Streifen den Werth 1′ 38,1″.

Aus dieſen Meſſungen kann man nun ſehr leicht die Länge einer Lichtwelle berechnen. Wenn Fig. 585 das gebeugte Strahlenbündel vorſtellt, welches dem erſten dunklen Streifen entſpricht, ſo muß die Entfernung Ca einer Wellenlänge gleich ſeyn; dieſe Länge läßt ſich aber leicht berechnen, da ja die Länge $CD = 1{,}353^{mm}$ und die Größe des Ablenkungswinkels $CDa = 1′\,38″$ bekannt iſt; es iſt nämlich $Ca = CD \times sin.CDa = 1{,}353 \,.\, sin.1′38″ = 0{,}000643$.

Fig. 585.



Die Länge der Lichtwelle läßt ſich ſogar ohne trigonometriſche Tafeln berechnen. Denken wir uns um D mit dem Halbmeſſer 1,353 einen Kreis gezogen, ſo wird wegen der Kleinheit der Winkel Ca als ein kleines Stück dieſes Kreiſes betrachtet werden können; der halbe Umfang dieſes Kreiſes hat aber die Länge $3{,}14 \,.\, 1{,}353 = 4{,}24842^{mm}$. Die Länge dieſes Halbkreiſes wird ſich aber zur Länge des Bogenſtücks Ca verhalten wie 180° zu 1′ 38″ oder wie 648000″ zu 98″. Aus der Proportion

$$648000 : 98 = 4{,}24842 : \times$$

ergiebt ſich aber für die Länge der Lichtwellen ebenfalls der ſchon oben angeführte Werth

$$0{,}000643^{mm}.$$

Das von Schwerd zu dieſem Verſuche angewandte rothe Glas ließ nur ſolche Strahlen durch, welche zwiſchen die Fraunhofer'ſchen

ſchwarzen Streifen *B* und *D* fallen, die Wellenlänge 0,000643^{mm} entſpricht alſo ungefähr dem Roth, welches zwiſchen *B* und *D* in der Mitte liegt.

Da für die anderen farbigen Strahlen die Streifen näher zuſammenrücken, findet man auch für die Wellenlänge dieſer Strahlen kleinere Werthe als für das rothe Licht; die Werthe der Wellenlängen, wie ſie den ſchwarzen Streifen des Spectrums entſprechen, ſind folgende

B	0,0006897^{mm}	=	0,00002541 Zoll
C	0,0006559	=	0,00002422
D	0,0005888	=	0,00002175
E	0,0005265	=	0,00001945
F	0,0004856	=	0,00001794
G	0,0004296	=	0,00001587
H	0,0003963	=	0,00001464.

Da nach den obigen Betrachtungen die Wellenlänge λ gefunden wird, wenn man die Breite g des beugenden Spaltes mit dem Sinus des Winkelabſtandes b des erſten dunklen Streifens von der Mitte des Bildes multiplicirt, da alſo

$$\lambda = g \sin. b,$$

ſo iſt auch

$$\sin. b = \frac{\lambda}{g},$$

d. h. der Sinus des Ablenkungswinkels für den erſten dunklen Streifen oder, was daſſelbe iſt, die Breite der Seitenſpectra iſt der Breite der Oeffnung umgekehrt proportional. Für eine 2, 3, 4mal breitere Oeffnung werden alſo die Spectra 2, 3, 4mal ſchmäler werden.

Schwerd fand für die Breite der Spectra im rothen Lichte, bei Anwendung von Spalten verſchiedener Breite, folgende Werthe:

Breite des Spaltes.	Winkelbreite der Spectra.
1,353	1′ 38,1″
1,274	1′ 45,7″
0,689	3′ 7,0″.

In der That verhalten ſich hier die Winkelbreiten der Spectra ſehr nahe umgekehrt wie die Breite des Spaltes. Dieſes Verhältniß zwiſchen der Breite der Spectra und des Spaltes war durch genaue Meſſungen älterer Phyſiker ſchon lange ausgemittelt worden, ehe man die Beugungserſcheinungen überhaupt zu erklären wußte.

Das Geſetz, nach welchem die Intenſität der Seitenſpectra mit ihrer Entfernung von der Mitte des Bildes abnimmt, iſt in Fig. 586 graphiſch

Fig. 586.

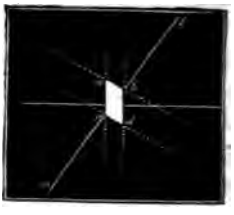
dargeſtellt. Der Punkt *o* der Abſciſſenlinie entſpricht der Mitte des Bildes, die Punkte 1, 2, 3, 4 dem 1ſten, 2ten, 3ten und 4ten dunklen Streifen. Von der Mitte des Bildes an nimmt die Intenſität des Lichts ab; ſie iſt, wie wir geſehen haben, für die Stelle, welche dem Punkte ½ entſpricht, nur noch 0,4 von der Lichtſtärke in der Mitte des Bildes. Es iſt ferner ſchon oben gezeigt worden, daß die Intenſität des Lichts bei ¾ 9mal geringer iſt als bei ½, aus ähnlichen Betrachtungen aber ergiebt ſich, daß in den Punkten ⅝ und ⅞ die Lichtſtärke 25mal, 49mal ſchwächer iſt als an der mit ½ bezeichneten Stelle.

Mit abnehmender Breite des Spaltes wird natürlich auch die ganze Erſcheinung lichtſchwächer. Die Oeffnungen, die man vor das Objectiv eines Fernrohrs ſetzt, können weit größer ſeyn als diejenigen, welche zur Beobachtung mit dem bloßen Auge beſtimmt ſind, weil ja die Erſcheinung durch das Ocular vergrößert geſehen wird; da aber die vergrößerte Oeffnung eine größere Lichtſtärke zur Folge hat, ſo bietet auch hierin wieder die Beobachtung durch das Fernrohr einen großen Vortheil.

Im Weſentlichen erklärt ſich auch nun die Erſcheinung Fig. 587, wie man ſie durch eine parallelogrammatiſche Oeffnung wahrnimmt. Das

Fig. 587.

Fig. 588.



Parallelogramm *abcd*, Fig. 588, bildet einen Theil eines vertikalen Spaltes (und dieſer Stellung des Parallelogramms entſpricht unſere

Beugungsfigur), es wird also offenbar eine horizontale Reihe von Spectren bilden; die Kanten ab und cd bilden aber einen Theil eines schrägstehenden Spaltes, und ein solcher wird eine Reihe von Spectren erzeugen, die in der Richtung der Linie lm auf einander folgen, welche auf der Richtung der Kanten ab und cd rechtwinklig steht.

Wenn die Entfernung der vertikalen Kanten von einander halb so groß ist als die Entfernung der schrägen, so werden die horizontalen Spectra doppelt so breit werden als die schrägen.

Wir können hier nicht weiter auf die Erklärung dieser Erscheinung, so wie derjenigen, welche durch dreieckige, kreisförmige u. s. w. Oeffnungen hervorgebracht werden, eingehen; denn wenn es auch möglich ist, die Grundsätze der Beugungserscheinungen elementar zu entwickeln, so ist doch bei complicirteren Fällen die Anwendung höherer Rechnung nicht zu entbehren; wir müssen in dieser Beziehung auf Schwerd's classisches Werk über die Beugungserscheinungen verweisen. (Die Beugungserscheinungen aus den Fundamentalgesetzen der Undulationstheorie analytisch entwickelt von F. M. Schwerd. Mannheim 1835.)

Wir haben bis jetzt nur von den Beugungserscheinungen geredet, wie sie bei Anwendung von homogenem Lichte beobachtet werden. Es ist schon mehrfach angeführt worden, daß die Spectra für die verschiedenen Farben nicht gleiche Breite haben, und daraus geht hervor, daß bei Anwendung von weißem Lichte die Maxima und Minima der Lichtstärke für die verschiedenen Farben nicht zusammenfallen; man wird also an keiner Stelle des Beugungsbildes vollkommene Dunkelheit sehen und an keiner Stelle, die Mitte ausgenommen, Weiß erblicken, überall sieht man Farbentöne, in welchem diejenigen Farben vorherrschen, welche an dieser Stelle gerade einen hellen Streifen bilden, während gerade die Farben fehlen, welche hier im Minimum sind. Die Aufeinanderfolge dieser Farbentöne ist ganz dieselbe wie die, welche wir bald bei den Newton'schen Farbenringen werden kennen lernen.

Interferenz verschiedenfarbiger Strahlen. Wir haben bisher 221
stillschweigend angenommen, daß nur gleichfarbige Strahlen interferiren, ungleichfarbige aber nicht; daß also rothe Strahlen weder mit gelben, noch mit grünen, noch mit blauen Strahlen interferiren. Die Richtigkeit dieser Annahme wird schon dadurch bestätigt, daß man in der That nirgends eine Interferenz verschiedenfarbiger Strahlen wahrnimmt; aber auch theoretisch läßt sich der Grund davon leicht nachweisen. Zu diesem Zwecke wollen wir die analogen Erscheinungen bei der Interferenz der Schallwellen betrachten. Wir haben in der Lehre vom Schall, daß, wenn nicht isochrone Schallwellen interferiren, ein abwechselndes Anschwellen und Nachlassen

des Tones entsteht; etwas ähnliches muß auch bei der Interferenz ungleichfarbiger Lichtstrahlen entstehen.

Wir haben aber ferner gesehen, daß die Anzahl der Stöße in jeder Sekunde davon abhängt, wie viel Schwingungen der eine Ton in jeder Sekunde mehr macht als der andere, und daß, wenn die Schwingungszahlen bei den Tönen sehr verschieden sind, die Stöße so rasch folgen, daß man sie nicht mehr unterscheiden kann.

Dies ist nun auch bei der Interferenz ungleichfarbiger Lichtstrahlen der Fall. Die äußersten rothen Strahlen machen 458, die äußersten violetten 727 Billionen Schwingungen in der Sekunde; die violetten also 269 Billionen Schwingungen in der Sekunde mehr als die rothen; die mittleren orangefarbenen Strahlen werden also ungefähr 30 Billionen Schwingungen in der Sekunde mehr machen als die rothen; man sieht daraus, daß bei der Interferenz verschiedenfarbiger Strahlen die Stöße so ungeheuer rasch folgen, daß das abwechselnde Stärker- und Schwächerwerden des Lichts nicht unterschieden werden kann. Aber auch etwas den Kombinationstönen Analoges kann hier nicht beobachtet werden. Die Interferenz der äußersten rothen und der äußersten violetten Strahlen bringt 269 Billionen Stöße in der Sekunde hervor. Einzelne sind daher natürlich nicht zu unterscheiden; aber auch ihr Totaleindruck kann vom Auge nicht als eine besondere Farbe wahrgenommen werden, weil 458 Schwingungen in der Sekunde die langsamsten sind, welche im Auge noch den Eindruck des Lichtes hervorbringen.

222 **Beugungserscheinungen, welche man durch mehrere neben einander liegende Oeffnungen beobachtet.** Wenn zwei oder mehrere gleiche beugende Oeffnungen neben einander stehen, so erscheint im Wesentlichen dieselbe Beugungsfigur, die man auch durch eine dieser Oeffnungen beobachtet haben würde; nur erscheint die Hauptfigur von vielen schwarzen Streifen durchschnitten. So beobachtet man z. B. das Beugungsbild Fig. 589 durch zwei parallelogrammatische Oeffnungen, welche so neben einander stehen, wie man es neben dem Beugungsbilde angedeutet findet. Die Fig. 590 (a. f. S.) zeigt die Erscheinung, wie sie durch zwei kreisförmige Oeffnungen beobachtet wird; drei kreisförmige Oeffnungen, deren Mittelpunkte ein gleichseitiges Dreieck bilden, bringen die Erscheinung Fig. 591 (a. f. S.) hervor.

Fig. 589.

Betrachten wir zunächst die durch zwei Oeffnungen hervorgebrachten Beugungserscheinungen, so sehen wir, daß die Spectra erster Ordnung,

welche eine ſolche Oeffnung hervorgebracht haben würde, durch dieſe

Fig. 590.

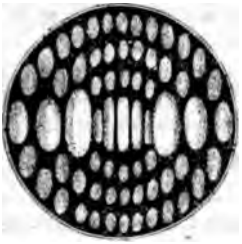
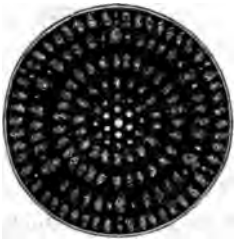


Fig. 591.



ſchwarzen Streifen in mehrere kleinere Spectra abgetheilt ſind, welche Fraunhofer Spectra zweiter Klaſſe nannte. Beſonders ſcharf und deutlich ſind die Spectra zweiter Klaſſe, welche in dem mittleren Theile der Figur entſtehen.

Suchen wir nun die Entſtehung dieſer ſchwarzen Streifen, durch welche die Spectra zweiter Klaſſe gebildet werden, zu erklären.

Die Fig. 592 ſtellt einen Schirm mit zwei Oeffnungen vor, welche wir der Einfachheit wegen gleich breit und um die Breite einer Oeffnung von einander entfernt annehmen wollen. Solche Strahlenbündel nun, welche, wie die in unſerer Figur dargeſtellten, in paralleler Richtung von den beiden Oeffnungen ausgehen, werden in einem und demſelben Punkte der Netzhaut oder in einem Punkte in der Brennweite des Fernrohrobjectivs vereinigt. Wenn nun die Ablenkung der gebeugten Strahlenbündel gerade eine ſolche iſt, daß die Elementarſtrahlen eines jeden Bündels ſich ſchon unter einander ſelbſt vernichten, ſo wird auch durch das Zuſammenwirken der beiden Strahlenbündel kein Licht erzeugt werden können, die dunklen Stellen alſo, welche man im Beugungsbilde beobachtet, wenn bloß eine Oeffnung vorhanden iſt, werden auch dunkel bleiben, wenn man eine zweite Oeffnung derſelben Art neben die erſtere macht.

Fig. 592.

Die hellen Streifen im Beugungsbilde einer Oeffnung werden hingegen durch das Hinzukommen der zweiten nicht ſo ganz unverändert bleiben können; denn es kann ja der Fall eintreten, daß jedes der beiden Strahlenbündel für ſich allein eine beſtimmte Vibrationsintenſität erzeugen, alſo eine helle Stelle im Beugungsbilde hervorbringen würde, daß aber zwiſchen den beiden Bündeln ein vollkommener Gegenſatz ſtattfindet, ſo daß beide ihre Wirkung gegenſeitig vernichten. Es iſt demnach klar, daß durch das Hinzutreten der zweiten Oeffnung an ſolchen Orten dunkle Streifen ent-

ſtehen können, welche im Beugungsbilde einer Oeffnung hell erſchienen, alſo Streifen, welche die Spectra erſter Klaſſe durchſchneiden.

Wir wollen nun genau die Stellen beſtimmen, an welchen dieſe neuen ſchwarzen Streifen auftreten.

Diejenigen Strahlenbündel, welche ſich rechtwinklig zur Oeffnung, alſo ungebeugt, fortpflanzen, ſind in ihrem Gange vollkommen übereinſtimmend, ſie werden ſich alſo unterſtützen, die Mitte des ganzen Bildes bleibt alſo vor wie nach hell.

Von der Mitte des Bildes an gerechnet wird durch die Interferenz der beiden Strahlenbündel das erſte Minimum dann entſtehen, wenn die entſprechenden Strahlen beider Bilder in ihrem Gange um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge von einander verſchieden ſind, wenn alſo ein von dem Randſtrahle e auf den Randſtrahl e gefälltes Perpendikel ca den Randſtrahl e in einem Punkte a trifft, welcher von e um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge entfernt iſt. Daſſelbe Perpendikel trifft aber den Randſtrahl d in einem Punkte i, welcher von d um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge abſteht. Die beiden Strahlenbündel werden ſich alſo gegenſeitig vernichten, wenn der Gangunterſchied der Randſtrahlen eines und deſſelben Strahlenbündels gerade $\frac{1}{4}$ Wellenlänge beträgt; die Ablenkung der Strahlenbündel iſt alſo für dieſen Fall 4mal kleiner als die Ablenkung des Strahlenbündels, welches den erſten dunklen Streifen erzeugt, wenn nur eine Oeffnung vorhanden iſt. Wenn alſo in Fig. 593

Fig. 593.

o der Mitte des Bildes entſpricht, wenn die Punkte 1 links und rechts von o diejenigen ſind, in welchen die erſten dunklen Streifen für einen Spalt beobachtet werden, ſo wird für die beiden Oeffnungen das erſte Minimum bei $\frac{1}{4}$ liegen.

Ein zweiter, ein dritter, ein vierter u. ſ. w. dunkler Streifen wird durch die Interferenz der beiden Strahlenbündel erzeugt, welche die Länge ea, Fig. 592, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$, $\frac{7}{2}$ Wellenlängen beträgt; in dieſem Falle iſt aber di gleich $\frac{3}{4}$, $\frac{5}{4}$, $\frac{7}{4}$ Wellenlängen, die neuen ſchwarzen Streifen werden alſo in den Punkten $\frac{3}{4}$, $\frac{5}{4}$, $\frac{7}{4}$, Fig. 594, entſtehen.

Wir ſehen alſo, daß durch dieſe dunklen Streifen jedes Seitenſpectrum

erſter Klaſſe in drei Theile getheilt wird, von welchen der mittlere doppelt ſo breit iſt als die beiden anderen.

Nennen wir die Zwiſchenräume zwiſchen je zwei dieſer neuen dunklen Streifen Spectra zweiter Klaſſe, ſo ſehen wir, daß die Spectra zweiter Klaſſe theils in die Mitte der Spectra erſter Klaſſe fallen, theils aber durch die dunklen Linien halbirt werden, welche je zwei Spectra erſter Klaſſe von einander trennen.

Es bleibt jetzt nur noch die Intenſität des Lichts an den verſchiedenen Stellen des Beugungsbildes zu beſtimmen. In der Mitte des ganzen Bildes, in dem Punkte, welcher mit $1/2$ bezeichnet iſt, und überall da, wo die Mitte eines Spectrums zweiter Klaſſe mit der Mitte eines Spectrums erſter Klaſſe zuſammenfällt, iſt der Gang der von den beiden Oeffnungen kommenden Strahlenbündel vollkommen harmonirend; ſie werden alſo hier eine Vibrationsintenſität hervorbingen, welche doppelt ſo groß iſt als für eine Oeffnung; die Lichtſtärke iſt alſo an dieſer Stelle 4mal größer als wenn nur eine ſolche Oeffnung da wäre, an den Zwiſchenſtellen hingegen hat im Ganzen die Lichtſtärke bedeutend abgenommen.

In Fig. 593 iſt die Intenſitätskurve für zwei Oeffnungen dargeſtellt; es iſt bei der Conſtruction dieſer Kurve angenommen worden, daß jede der beiden Oeffnungen halb ſo breit ſey als diejenige, deren Intenſitätskurve in Fig. 586 dargeſtellt iſt; aus dieſem Grunde ſind die Punkte $1/2$, 1, $3/2$, 2 u. ſ. w. hier doppelt ſo weit von o entfernt als dort; ferner iſt an den Stellen, in welchen die beiden Lichtbündel zuſammenwirken, alſo in den Punkten 0, $1/2$, $3/2$ u. ſ. w., die Lichtſtärke gerade ſo groß als an den entſprechenden Stellen von 586. Die Minima der Lichtſtärke finden ſich hier in den Punkten $1/4$, $3/4$, $1\ 1/4$, $7/4$, 2, $9/4$ u. ſ. w.

Sind noch mehr als zwei Spalten neben einander, ſo wird die Zahl der ſchwarzen Streifen, welche die Spectra erſter Klaſſe durchſchneiden, noch vermehrt, und dadurch entſtehen die Spectra dritter Klaſſe. Wären z. B. 4 ſolcher Spalten neben einander wie die beiden, für welche die Intenſitätskurve Fig. 593 conſtruirt iſt, ſo würden neue Minima in den Punkten $1/8$, $3/8$, $5/8$, $7/8$ u. ſ. w., welche in unſerer Figur noch angedeutet ſind, auftreten; dadurch würde aber faſt alles Licht zwiſchen $1/8$ und $3/8$, ferner zwiſchen $5/8$ und $11/8$ verſchwinden; der Lichtſtreifen in der Mitte des Bildes, ferner die Reſte der Spectra zweiter Klaſſe bei $1/2$, $3/2$ u. ſ. w. würden alſo immer ſchmäler werden; dagegen würde gerade hier die Intenſität des Lichts 4mal größer ſein, weil die doppelte Anzahl von Oeffnungen hier die doppelte Vibrationsintenſität hervorbringt.

Man begreift nach dieſer Auseinanderſetzung recht gut, wie die Lichtſtreifen bei 0, die Reſte der Spectra zweiter Klaſſe bei $1/2$, bei $3/2$ u. ſ. w. immer ſchmäler und lichtſtärker werden, und wie das Licht der zwiſchen-

liegenden Stellen immer mehr verſchwindet, wenn man die Zahl der Oeffnungen vermehrt.

Dadurch erklären ſich nun die von Fraunhofer zuerſt beobachteten Beugungserſcheinungen, welche durch Gitter, d. h. durch eine Reihe paralleler ſchmaler Spalten, hervorgebracht werden. Setzt man ein ſolches Gitter vor das Fernrohr, ſieht man dann nach einer Lichtlinie, welche den Spalten parallel iſt, ſo beobachtet man bei Anwendung von homogenem Lichte, etwa wenn man durch ein hinlänglich homogenes Glas ſieht, in der Mitte, Fig. 594, das ſchmale Licht der Lichtlinie, und zu beiden Seiten

Fig. 594.

bei r, r', r'' u. ſ. w. die Reſte der übrig bleibenden Spectra zweiter Klaſſe als einfarbige helle Lichtſtreifen; wenn man auch an anderen Stellen noch ſchmale Streifen wahrnehmen kann, ſo ſind ſie doch im Vergleiche gegen die eben erwähnten ſehr lichtſchwach. Für violettes Licht rücken die entſprechenden Lichtſtreifen der Mitte des Bildes in dem Verhältniſſe näher, in welchem die violetten Lichtwellen kürzer ſind als die rothen, ſie werden alſo bei v, v', v'' u. ſ. w. wahrzunehmen ſein.

Wenn man weißes Licht anwendet, ſo gehen die Bilder ſtetig in einander über, d. h. man ſieht zwiſchen r und v, zwiſchen r' und v', zwiſchen r'' und v'' in ununterbrochener Folge eine Reihe von Lichtſtreifen verſchiedener Farben, welche in derſelben Ordnung auf einander folgen, wie die Farben des prismatiſchen Farbenbildes. Das Spectrum zwiſchen r und v wird dem Spectrum eines Prismas ganz ähnlich ſeyn.

Fig. 1 auf der Taf. I. ſtellt die Erſcheinung dar, wie ſie bei Anwendung von weißem Lichte durch ein Gitter beobachtet wird. In der Mitte ſieht man das directe Bild der Lichtlinie, und zwar weiß, weil ja hier die Maxima aller Farben zuſammenfallen: auf beiden Seiten dieſer Lichtlinie ſind ganz dunkle Räume, auf dieſe folgt ein dem prismatiſchen Spectrum ähnliches Farbenband, deſſen violettes Ende nach innen gekehrt iſt. Darauf folgt nach einem zweiten ganz dunklen Zwiſchenraume ein zweites breiteres Farbenband, deſſen rothes Ende über das violette Ende eines dritten Farbenbandes fällt.

Streng genommen, kann an keiner Stelle dieſer Spectra vollkommen homogenes Licht ſeyn, wenn man auch die Zahl der Spalten ſehr vermehrt, weil ja außer den Reſten der Spectra zweiter Klaſſe doch nicht alles Licht vollkommen ausgelöſcht iſt; doch ſind die Farben dieſer Bänder hinlänglich

rein, um in denselben die Fraunhofer'schen Linien zu erkennen, wenn nur die Anzahl der Spalten des Gitters groß genug ist. Einige dieser Streifen sieht man mit Hülfe des Fernrohrs schon durch ein Drahtgitter mit 90, sehr viele aber schon durch ein Gitter mit 200 bis 300 Oeffnungen auf 1 Zoll.

Die Gitter zu diesen Versuchen erhält man, wenn man die cylindrischen Theile von Stecknadeln parallel neben einander und in gleichen Entfernungen auf einen viereckigen messingenen Rahmen befestigt; feinere Drahtgitter verfertigte Fraunhofer, indem er auf den gegenüberstehenden Enden eines solchen Rahmens die Gänge einer feinen Schraube einschnitt und zwischen diesen Gängen feine Metalldrähte ausspannte; die feinsten Gitter erhielt er, indem er auf ein mit Goldblättchen belegtes Planglas mit Hülfe einer Theilmaschine Parallellinien radirte, oder solche Linien mit einem Diamant in ein Planglas einschnitt.

Durch feinere Gitter sieht man die Spectra schon sehr schön mit bloßem Auge, ja man kann durch hinlänglich feine Gitter auf diese Weise selbst mehrere der Fraunhofer'schen Linien erkennen.

Wir haben bei den bisherigen Betrachtungen angenommen, daß die dunklen Zwischenräume des Gitters so breit sind wie die Spalten; wenn dies nicht der Fall ist, so treten in den Beugungsbildern Modificationen ein, deren Betrachtung uns hier zu weit führen würde.

Aus den Erscheinungen, welche man durch einfache Gitter beobachtet, erklärt sich auch die prachtvolle in Fig. 2 Taf. I. dargestellte Erscheinung, welche man sieht, wenn man vor dem Objective des Fernrohrs zwei solcher Gitter kreuzt und nach einem Lichtpunkte sieht. Die Mitte der Erscheinung nimmt das weiße Bild des Lichtpunktes ein, welcher von einer Menge von Farbenbildern umgeben ist, die ihr violettes Ende nach innen kehren.

Aehnliche Erscheinungen beobachtet man, wenn man ein Stück Mousselin, Flor, Drahttuch oder Seidenband vor das Fernrohr bringt. Auch die schönen Farbenbilder, welche man sieht, wenn man durch die Fahne einer Vogelfeder (besonders gut dazu sind die Flügel- oder Schwanzfedern kleiner Vögel) nach einem Lichtpunkte sieht, gehören hierher. Ebenso ist die Glorie von mehreren farbigen Ringen, welche man um die Flamme eines Kerzenlichtes erblickt, wenn man nach demselben durch ein mit einem feinen Staube, etwa mit semen lycopodii, bestreutes Glas sieht, eine Beugungserscheinung.

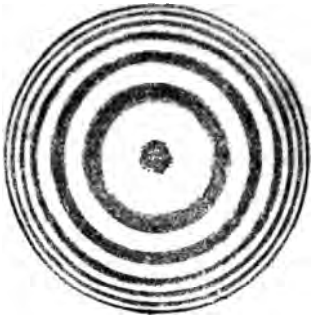
Feine Gitter zeigen bei reflectirtem Lichte ähnliche Farbenerscheinungen wie bei durchgelassenem; dadurch erklärt sich das schöne Farbenspiel fein gestreifter Oberflächen, z. B. der Barton'schen Irisköpfe, der Perlmutter u. s. w.

Farben dünner Blättchen. Jeder durchsichtige Körper erscheint leb- 223

haft gefärbt, wenn er nur hinlänglich dünne Schichten bildet, wie man dies am leichteſten an den Seifenblaſen ſehen kann. Die Flitterchen einer vor der Glasbläſerlampe bis zum Zerplatzen aufgeblaſenen Glaskugel ſchillern in den glänzendſten Farben; ähnliche Farben beobachtet man, wenn ein Tropfen Oel (am beſten ein ätheriſches Oel, z. B. Terpentinöl) ſich auf einer Waſſerfläche ausbreitet; wenn ein glänzendes Metallſtück, im Feuer erhitzt, ſich allmälig mit einer Oxydſchicht überzieht (Anlaſſen des Stahls). Auch dünne Schichten von Luft bringen ſolche Farben hervor, wie man oft an Sprüngen in etwas dicken Glasmaſſen ſieht.

In der größten Regelmäßigkeit zeigen ſich dieſe Farben in Form von Ringen, wenn man eine Glaslinſe von großer Brennweite auf eine ebene Glastafel, oder umgekehrt die ebene Glastafel auf die Linſe legt. Newton, welcher dieſe Farbenringe, die auch nach ihm gewöhnlich die Newton'ſchen Ringe genannt werden, beobachtete, wandte Linſen an, deren Krümmungshalbmeſſer 40 bis 60 Fuß betrug. Da, wo die Glastafel die Linſe berührt, ſieht man im reflectirten Lichte einen ſchwarzen Flecken, der mit farbigen concentriſchen Ringen umgeben iſt, die nach außen hin immer ſchmäler und matter werden, ungefähr wie Fig. 595 zeigt. Die Farben folgen von der Mitte aus in folgender Ordnung:

Fig. 595.



Schwarz, bläulich Weiß, gelblich Weiß, bräunlich Orange, Roth. — Violett, Blau, gelblich Grün, Gelb, Roth. — Purpurroth, Blau, gelblich Grün, Roth, Carmoiſinroth. — Grünlich Blau, Blaßgrün, Gelbgrün, Roth u. ſ. w.

Die folgenden Ringe ſind abwechſelnd blaßgrün und blaßroth, ſie werden immer matter, ſo daß man in der Regel nur noch den achten oder neunten Ring unterſcheiden kann.

Man ſieht dieſe Ringe auch ſchon, wenn man Linſen von ſtärkerer Krümmung, etwa ſehr ſchwache convexe Brillengläſer oder Objectivgläſer aus Fernröhren anwendet; doch ſind alsdann die Ringe weit kleiner, und die Uebergänge der Farben laſſen ſich nicht mehr gut verfolgen, doch kann man ſolche Ringe durch eine Luppe vergrößert ſehen.

Ritchie ſchlägt zur Erzeugung der Newton'ſchen Ringe folgenden Apparat vor: Man nehme zwei Scheiben von dünnem Tafelglaſe, welche etwa 6 bis 8 Zoll Durchmeſſer haben, vergolde den Rand der einen auf einer Seite ungefähr $\frac{1}{4}$ Zoll breit durch aufgelegtes Blattgold und lege

dann die Platten so auf einander, daß der Goldring zwischen sie kommt. Man kann dann die Ringe dadurch hervorbringen, daß man die Glasplatten in der Mitte auf einander preßt.

Statt der kreisförmigen Scheiben kann man auch ungefähr 1 Zoll breite, 5 bis 6 Zoll lange Glasstreifen anwenden. Wenn sie an dem einen Ende durch ein Goldblättchen getrennt sind und an dem andern Ende zusammengepreßt werden, so entstehen statt der Ringe farbige Streifen.

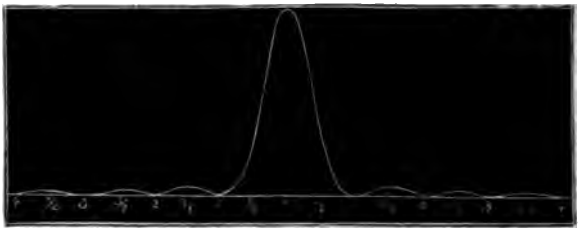
Sehr brillant sind die Newton'schen Farben an Seifenblasen wahrzunehmen, obgleich sie hier selten in regelmäßiger Ordnung auf einander folgen. Was der näheren Beobachtung der Farben an Seifenblasen besonders im Wege steht, ist ihre große Zerbrechlichkeit. Böttger empfiehlt, die Seife in destillirtem Wasser in einem weißen ungefähr 1 Schoppen haltenden Arzneiglase durch Erwärmung über einer Weingeistlampe aufzulösen. Wenn die Temperatur nahe zum Siedpunkte gestiegen ist, verschließt man das Glas schnell mit einem passenden Korke und überzieht denselben mit Siegellack. Wird das Glas nach dem Erkalten etwas geschüttelt, so bilden sich dünne Häutchen von Seifenwasser, welche die herrlichsten Farben zeigen und oft Tage lang erhalten werden können.

Die Farben dünner Blättchen lassen sich, ebenso wie die Beugungserscheinungen, vollständig durch das Princip der Interferenzen erklären. Bei der Entwickelung dieser Erklärung müssen wir aber wieder, wie wir dies bisher immer gethan haben, von dem einfachsten Falle ausgehen; wir müssen zuerst die Erscheinung bei homogenem Lichte betrachten.

Sieht man die Newton'schen Ringe durch ein möglichst homogenes Glas an, oder läßt man statt des weißen Lichts das Licht einer Weingeistflamme auf den Apparat fallen, so sieht man natürlich nur abwechselnd helle und dunkle Ringe. Newton hat mit der größten Genauigkeit den Durchmesser der verschiedenen Ringe gemessen, und da ihm auch der Krümmungshalbmesser der Linse bekannt war, so konnte er die Dicke der Luftschicht an der Stelle berechnen, an welcher man den ersten, den zweiten, den dritten u. s. w. hellen oder dunklen Ring für eine bestimmte Farbe beobachtet. Auf diese Weise fand er das wichtige Resultat, daß für ein und dieselbe einfache Farbe, etwa für Roth, die dunkelste Stelle des zweiten, dritten, vierten u. s. w. dunklen Ringes an solchen Stellen beobachtet wird, wo die Luftschicht zweimal, dreimal, viermal u. s. w. so dick ist als an der dunkelsten Stelle des ersten dunklen Ringes. Bezeichnen wir diese Dicke mit $2d$, so erscheint, von der Mitte aus gerechnet, das erste Maximum des rothen Lichts an einer Stelle, an welcher die Dicke der Luftschicht d ist. Die dem zweiten, dritten, vierten u. s. w. Maximum der Lichtstärke entsprechende Dicke der Luftschicht ist alsdann $3d$, $5d$, $7d$ u. s. w.

Das Geſetz, nach welchem die Intenſität der Seitenſpectra mit ihrer Entfernung von der Mitte des Bildes abnimmt, iſt in Fig. 586 graphiſch

Fig. 586.



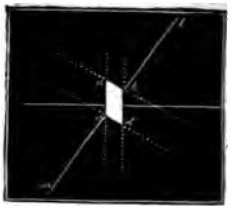
dargeſtellt. Der Punkt *o* der Abſciſſenlinie entſpricht der Mitte des Bildes, die Punkte 1, 2, 3, 4 dem 1ſten, 2ten, 3ten und 4ten dunklen Streifen. Von der Mitte des Bildes an nimmt die Intenſität des Lichts ab; ſie iſt, wie wir geſehen haben, für die Stelle, welche dem Punkte $\frac{1}{2}$ entſpricht, nur noch 0,4 von der Lichtſtärke in der Mitte des Bildes. Es iſt ferner ſchon oben gezeigt worden, daß die Intenſität des Lichts bei $\frac{3}{2}$ 9mal geringer iſt als bei $\frac{1}{2}$, aus ähnlichen Betrachtungen aber ergiebt ſich, daß in den Punkten $\frac{5}{2}$ und $\frac{7}{2}$ die Lichtſtärke 25mal, 49mal ſchwächer iſt als an der mit $\frac{1}{2}$ bezeichneten Stelle.

Mit abnehmender Breite des Spaltes wird natürlich auch die ganze Erſcheinung lichtſchwächer. Die Oeffnungen, die man vor das Objectiv eines Fernrohrs ſetzt, können weit größer ſeyn als diejenigen, welche zur Beobachtung mit dem bloßen Auge beſtimmt ſind, weil ja die Erſcheinung durch das Ocular vergrößert geſehen wird; da aber die vergrößerte Oeffnung eine größere Lichtſtärke zur Folge hat, ſo bietet auch hierin wieder die Beobachtung durch das Fernrohr einen großen Vortheil.

Im Weſentlichen erklärt ſich auch nun die Erſcheinung Fig. 587, wie man ſie durch eine parallelogrammatiſche Oeffnung wahrnimmt. Das

Fig. 587.

Fig. 588.



Parallelogramm *abcd*, Fig. 588, bildet einen Theil eines vertikalen Spaltes (und dieſer Stellung des Parallelogramms entſpricht unſere

Beugungsfigur), es wird also offenbar eine horizontale Reihe von Spectren bilden; die Kanten ab und cd bilden aber einen Theil eines schrägstehenden Spaltes, und ein solcher wird eine Reihe von Spectren erzeugen, die in der Richtung der Linie lm auf einander folgen, welche auf der Richtung der Kanten ab und cd rechtwinklig steht.

Wenn die Entfernung der vertikalen Kanten von einander halb so groß ist als die Entfernung der schrägen, so werden die horizontalen Spectra doppelt so breit werden als die schrägen.

Wir können hier nicht weiter auf die Erklärung dieser Erscheinung, so wie derjenigen, welche durch dreieckige, kreisförmige u. s. w. Oeffnungen hervorgebracht werden, eingehen; denn wenn es auch möglich ist, die Grundsätze der Beugungserscheinungen elementar zu entwickeln, so ist doch bei complicirteren Fällen die Anwendung höherer Rechnung nicht zu entbehren; wir müssen in dieser Beziehung auf Schwerd's classisches Werk über die Beugungserscheinungen verweisen. (Die Beugungserscheinungen aus den Fundamentalgesetzen der Undulationstheorie analytisch entwickelt von F. M. Schwerd. Mannheim 1835.)

Wir haben bis jetzt nur von den Beugungserscheinungen geredet, wie sie bei Anwendung von homogenem Lichte beobachtet werden. Es ist schon mehrfach angeführt worden, daß die Spectra für die verschiedenen Farben nicht gleiche Breite haben, und daraus geht hervor, daß bei Anwendung von weißem Lichte die Maxima und Minima der Lichtstärke für die verschiedenen Farben nicht zusammenfallen; man wird also an keiner Stelle des Beugungsbildes vollkommene Dunkelheit sehen und an keiner Stelle, die Mitte ausgenommen, Weiß erblicken, überall sieht man Farbentöne, in welchem diejenigen Farben vorherrschen, welche an dieser Stelle gerade einen hellen Streifen bilden, während gerade die Farben fehlen, welche hier im Minimum sind. Die Aufeinanderfolge dieser Farbentöne ist ganz dieselbe wie die, welche wir bald bei den Newton'schen Farbenringen werden kennen lernen.

Interferenz verschiedenfarbiger Strahlen. Wir haben bisher 221
stillschweigend angenommen, daß nur gleichfarbige Strahlen interferiren, ungleichfarbige aber nicht; daß also rothe Strahlen weder mit gelben, noch mit grünen, noch mit blauen Strahlen interferiren. Die Richtigkeit dieser Annahme wird schon dadurch bestätigt, daß man in der That nirgends eine Interferenz verschiedenfarbiger Strahlen wahrnimmt; aber auch theoretisch läßt sich der Grund davon leicht nachweisen. Zu diesem Zwecke wollen wir die analogen Erscheinungen bei der Interferenz der Schallwellen betrachten. Wir haben in der Lehre vom Schall, daß, wenn nicht isochrone Schallwellen interferiren, ein abwechselndes Anschwellen und Nachlassen

daß sie mit der größeren Brechbarkeit der Strahlen in einem Verhältniß abnimmt, welches man aus der Tabelle Seite 518 leicht berechnen kann.

Aus der Betrachtung der Fig. 597 läßt sich nun auch leicht einsehen, wie die Erscheinung modificirt wird, wenn man statt des einfarbigen Lichts weißes Licht anwendet. Keine Stelle der immer dicker werdenden Luftschicht erscheint absolut dunkel, keine ganz weiß, überall sieht man Farben, die nicht reine Farben des Spectrums, sondern Mischfarben sind.

Errichtet man in s_1 ein Perpendikel, welches durch die Intensitätskurven aller Farben geht, so läßt sich mit Hülfe desselben bestimmen, wie groß die Intensität der verschiedenen Farben an der Stelle ist, in welcher für rothes Licht der erste dunkle Streifen erscheint. Roth ist hier im Minimum, Orange dem Minimum nahe, Gelb etwas stärker. Ein Maximum liegt zwischen Indigo und Blau, ungefähr so stark wie Blau wirkt Violett, etwas weniger Grün, es wird also die Luftschicht an der Stelle, an welcher im rothen Lichte der erste dunkle Streifen erscheint, im weißen Lichte eine Färbung zeigen, in welcher Blau vorherrscht.

An der Stelle der Platte, welche dem Punkt h_1 entspricht, ist Roth im Maximum, alle anderen Farben nehmen an Färbung um so weniger Antheil, je mehr sie sich dem Violett nähern, welches fast im Minimum ist; hier wird also Roth vorherrschen.

Durch ähnliche Schlüsse läßt sich die Farbe der Platte an jeder Stelle bestimmen.

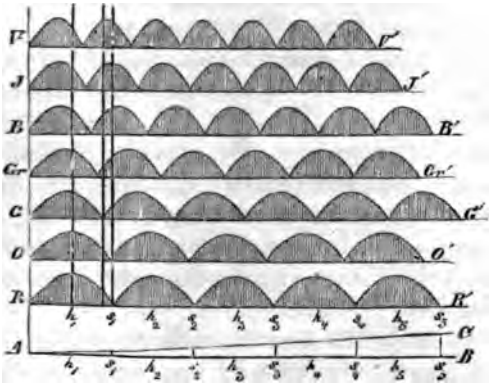
Die verschiedenen Farben des Spectrums zeigen, unter einander verglichen, sehr große Verschiedenheit hinsichtlich ihrer Lichtstärke. Die gelben Strahlen sind die leuchtendsten, die violetten sind am wenigsten leuchtend. Es geht daraus hervor, daß die Stellen der keilförmigen Luftschicht am hellsten erscheinen werden, in welchen Gelb im Maximum ist; wo aber Gelb im Minimum ist, werden die dunkelsten Stellen seyn. An diesen dunklen Stellen erscheint die Schicht freilich nicht schwarz, sondern farbig, nur sind hier Farben von geringerer Leuchtkraft vorherrschend.

Die Stellen der erwähnten Minima machen gleichsam Abtheilungen unter den auf einander folgenden Farben, nach denen man Farben verschiedener Ordnung unterscheidet. Alle Farben der Schicht, von ihrem dünnen Ende bis zu dem ersten dunklen Streifen (dessen Farbe ein dunkles Purpur ist), heißen Farben der *ersten Ordnung*; die der folgenden Abtheilung Farben der *zweiten Ordnung* u. s. w.

Wir haben gesehen, daß bei einer bestimmten Dicke der Luftschicht die verschiedenen Farben des Spectrums nicht gleichen Antheil an der Färbung haben; diejenigen Farben, welche gerade im Minimum ihrer Intensität vorhanden sind, für welche also das Blättchen dunkel erschiene, wenn man sie statt des weißen Lichts anwendete, tragen nichts zur Färbung bei. Die-

jenigen Farben sind vorherrschend, welche in ihrem Intensitätsmaximum vorhanden sind, oder sich doch demselben nähern. Welchen Antheil die verschiedenen Farben an der Färbung des Blättchens bei bestimmter Dicke haben, kann man aus Fig. 598 ersehen, und man kann danach auch, wie schon gezeigt wurde, auf die Färbung der Schicht bei gegebener Dicke schließen. Um diesen Schluß jedoch zu erleichtern, dient Fig. 599. Diese Figur zeigt eine Reihe von Intensitätskurven, wie sie den auf den rechten Seiten notirten Dicken der Luftschicht zukommen. Die Art und Weise, wie diese Kurven construirt sind, wird auch ihre Bedeutung vollkommen klar machen.

Fig. 598.



Alle Abscissenlinien sind in 7 Abtheilungen getheilt, welche den 7 Hauptfarben des Spectrums entsprechen. In der Mitte jeder Abtheilung ist die der neben notirten Dicke entsprechende Intensität dieser Farbe als Ordinate aufgetragen, wie sie aus Fig. 598 entnommen ist.

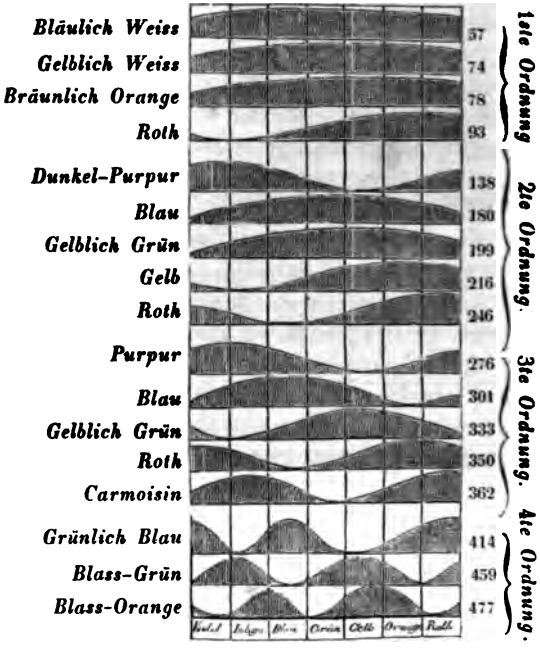
Der Dicke von 0,000138^{mm} entspricht das erste Minimum des gelben Lichts, deshalb ist in Fig. 599 (a. f. S.) bei 138 die Ordinate in der Mitte der gelben Abtheilung gleich Null. In der Mitte der orangenfarbigen Abtheilung ist ebenfalls die aus Fig. 598 entnommene, derselben Dicke entsprechende Ordinate der orangefarbigen Strahlen aufgetragen. Ebenso sind die in der Mitte der rothen, violetten, blauen und grünen Abtheilungen aufgetragenen Ordinaten diejenigen, wie sie uns Fig. 598 für die Intensitäten dieser Farben an der Stelle angiebt, an welchen das erste Minimum für Gelb fällt. Aus dieser Kurve ersehen wir, daß für die erwähnte Dicke Violett im Maximum ist, Indigo und Blau wirken noch stark zur Färbung mit, Grün, Gelb und Orange sehr wenig, Roth wieder stärker. Die Färbung des Blättchens ist also eine Mischung von Blau, Violett und Roth, d. h. ein dunkles Purpur.

Gerade so wie diese sind auch alle Kurven der Fig. 599 nach Fig. 598 construirt. Aus der Betrachtung dieser Kurven ergiebt sich aber leicht die Färbung des Blättchens. So überzeugt man sich leicht, daß bei einer Dicke

von 0,000216mm Gelb vorherrſcht. Ein Blättchen von 0,000301mm Di
wird blau erſcheinen u. ſ. w.

Während die Kurven Fig. 599 für die erſte Ordnung wenig gekrüm

Fig. 599.



ſind, nimmt dieſe Krümmung für die zweite Ordnung ſchon merklich
Die Farben der zweiten und dritten Ordnung ſind ſehr rein, weil hier
letzten Farben der dritten Ordnung ausgenommen, nur eine Farb
Maximum iſt, und dieſe alſo entſchieden vorherrſchen kann. In der
ten Ordnung nimmt die Krümmung der Kurven ſo zu, daß zwei Fa
im Maximum ſind; keine dieſer Farben kann alſo ſo entſchieden vor
ſchen wie in der zweiten und dritten Ordnung. Je mehr aber die
des Blättchens wächſt, deſto näher rücken ſich die Maxima, ſo daß bei
größeren Dicken drei, vier Farben im Maximum ſeyn werden. Je
Farben aber im Maximum ſind, deſto mehr wird die reſultirende Fär
ſich dem Weißen nähern. Bei immer zunehmender Dicke wird es e
dahin kommen, daß innerhalb der Gränzen einer jeden Farbe des Spect
ein Maximum und ein Minimum liegt. Fände ſich z. B. ein Mini
im äußerſten Violett, eines an der Gränze zwiſchen Violett und Indigo,
ſchen Indigo und Blau, zwiſchen Blau und Grün, zwiſchen Grün

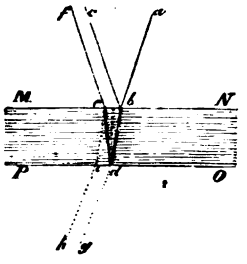
Gelb, zwiſchen Gelb und Orange, zwiſchen Orange und Roth, ein Maximum aber im mittleren Violet, Indigo, Blau, Grün, Gelb, Orange und Roth, ſo könnte das Reſultat der Miſchung offenbar nur Weiß geben. So erklärt ſich denn, daß die Farben höherer Ordnungen blaſſer und blaſſer werden, bis ſie endlich ganz in Weiß übergehen, ſo daß über eine gewiſſe Dicke hinaus die Blättchen gar keine Farben mehr zeigen.

Wir haben bisher nur die Farben dünner Luftſchichten näher betrachtet; für andere durchſichtige Subſtanzen ſind die Geſetze der Erſcheinungen dieſelben, nur iſt die abſolute Dicke der Schicht, welche einer beſtimmten Farbe entſpricht, je nach der Natur dieſer Schicht veränderlich. Newton hat gezeigt, daß für verſchiedene Subſtanzen die Dicke, welche derſelben Farbe entſpricht, ſich umgekehrt verhält wie die Brechungsexponenten dieſer Subſtanzen. Erzeugt man z. B. auf die gewöhnliche Weiſe die Ringe durch Auflegen einer Linſe auf eine ebene Glastafel, bringt man dann auf der einen Seite einen Waſſertropfen zwiſchen die beiden Gläſer, ſo wird dieſer bald durch die Capillarität bis zum Berührungspunkte der beiden Gläſer fortgetrieben, und man hat ſo auf der einen Seite zwiſchen den beiden Gläſern eine Waſſer-, auf der andern eine Luftſchicht; auf der Waſſerſeite ſind aber nun die Ringe weit enger, und zwar ſtehen die Durchmeſſer der Ringe für die Waſſerſchicht zu den Durchmeſſern der entſprechenden Ringe in der Luftſchicht im Verhältniß von 3 zu 4; $^3/_4$ iſt aber das Verhältniß der Brechungsexponenten von Waſſer und Luft.

Erklärung der Farben dünner Blättchen durch die Vibrationstheorie. 224 Wenn man mit einiger Aufmerkſamkeit die oben beſprochenen empiriſchen Geſetze der Farben dünner Schichten betrachtet, ſo kann man unmöglich überſehen, daß ſie manche Aehnlichkeit mit den Geſetzen der Beugungserſcheinungen haben, und ſomit drängt ſich auch die Idee auf, daß die Farben dünner Blättchen gleichfalls ein Interferenzphänomen ſeyen, wie dies auch Young und Fresnel vollſtändig bewieſen haben.

Wenn Lichtſtrahlen auf irgend eine Schicht eines durchſichtigen Körpers fallen, ſo werden ſie theilweiſe an der oberen, theilweiſe an der unteren Fläche derſelben reflectirt, und die von beiden Flächen reflectirten Lichtſtrahlen werden interferiren und ſich je nach der Differenz der durchlaufenen Wege bald gegenſeitig vernichten, bald verſtärken.

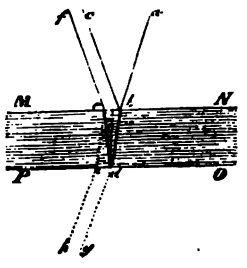
Fig. 600.



Betrachten wir dieſen Hergang der Sache etwas näher. In Fig. 600 ſtellt *MNOP* eine dünne Schicht irgend eines durchſichtigen Körpers vor, welche durch ein Bündel paralleler Strahlen *a b* getroffen wird;

dieſes Strahlenbündel wird nun theilweiſe in der Richtung bc reflectirt, theilweiſe aber nach d gebrochen. Die gebrochenen Strahlen erleiden aber an der Fläche OP eine zweite Theilung, der reflectirte Antheil tritt bei e in derſelben Richtung aus, wie das ſchon an der erſten Fläche MN reflectirte Strahlenbündel, mithin werden die beiden Strahlenbündel bc und ef interferiren müſſen. Wenn der Weg b nach $d = \frac{1}{2}$ Wellenlänge iſt, ſo iſt auch $de = \frac{1}{2}$ Wellenlänge; die Strahlen des auf der Vorderfläche reflectirten Bündels ſind alſo in ihrem Gange von den Strahlen des auf der zweiten Fläche reflectirten Bündels um eine ganze Wellenlänge verſchieden, die beiden Bündel werden ſich alſo gegenſeitig unterſtützen; daſſelbe wird der Fall ſeyn, wenn der Weg bde gleich 2, 3, 4 u. ſ. w. ganzen Wellenlängen gleich iſt. Wäre dagegen der Weg bde gleich $\frac{1}{2}$ Wellenlänge oder gleich einem ungeraden Vielfachen einer halben Wellenlänge, ſo würden die beiden Strahlenbündel ſich gegenſeitig vernichten.

Fig. 601.



Suchen wir nun danach die Erſcheinnng an einer Schicht von gleichförmig zunehmender Dicke abzuleiten. An der Stelle, wo die Dicke der Schicht Null oder doch verſchwindend klein iſt, werden die beiden Strahlenbündel gar nicht, oder doch nur ſehr wenig in ihrem Gange von einander abweichen, an der Berührungsſtelle der Linſe und des Planglaſes müßte man alſo eine helle Stelle wahrnehmen.

Da, wo die Dicke der Schicht $\frac{1}{4}$ Wellenlänge beträgt, wird der Weg von der oberen Fläche zur unteren und von da zurück zur oberen, alſo der Gangunterſchied der beiden Strahlenbündel $\frac{1}{2}$ Wellenlänge betragen, hier müßte alſo eine dunkle Stelle ſein.

Die 2te, 3te, 4te, u. ſ. w. dunkle Stelle würde ſich da finden, wo die Dicke der Schicht $\frac{3}{4}$, $\frac{5}{4}$, $\frac{7}{4}$, u. ſ. w. Wellenlängen beträgt.

Die zwiſchen den dunklen Streifen liegenden Maxima der Lichtſtärke würden ſich dagegen da finden, wo die Dicke der Schicht 1, 2, 3, 4, u. ſ. w. halbe Wellenlängen beträgt.

Dieſe Folgerungen ſtimmen aber mit der Erfahrung nicht überein. Zunächſt iſt da, wo die Dicke der Schicht Null iſt, da alſo, wo die Linſe das Planglas berührt, ein dunkler Fleck, während man nach unſeren Betrachtungen hier einen hellen Fleck erwarten ſollte. Wir haben ferner oben (S. 518) geſehen, daß für homogenes Licht die dunkelſte Stelle des 2ten, 3ten, 4ten u. ſ. w. dunklen Ringes an ſolchen Stellen beobachtet wird, wo die Luftſchicht 2mal, 3mal, 4mal, u. ſ. w. ſo dick iſt als am erſten dunklen

Ringe, während nach unſeren Betrachtungen die Dicke der Schicht für den 2ten, 3ten, 4ten u. ſ. w. dunklen Ring 3mal, 5mal, 7mal u. ſ. w. ſo dick ſein müßte als für den erſten.

Um dieſen Widerſpruch zu heben, müßte man annehmen, daß das von der zweiten Fläche reflectirte Lichtbündel durch irgend eine Urſache noch um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge mehr verzögert würde, als man nach der Dicke der zweimal durchlaufenen Schicht erwarten ſollte. Ein ſolcher Verluſt einer halben Wellenlänge findet aber in der That Statt.

Wenn eine Oscillationsbewegung ſich in einem Mittel von gleichförmiger Elaſticität und Dichtigkeit fortpflanzt, ſo kehrt ſie niemals zurück; wenn ſie ſich einer neuen Schicht mittheilt, ſo bleiben die vorhergehenden Schichten in Ruhe, wie ja auch eine Elfenbeinkugel, wenn ſie gegen eine andere von gleicher Maſſe ſtößt, dieſer ihre Bewegung mittheilt und ſelbſt in Ruhe bleibt; die ſtoßende Kugel bleibt aber nach dem Stoße nicht in Ruhe, wenn die zweite nicht dieſelbe Maſſe hat, ſie ſpringt zurück, wenn die Maſſe der zweiten Kugel größer iſt; ſie ſetzt ihre Bewegung in der urſprünglichen Richtung fort, wenn die Maſſe der zweiten Kugel kleiner iſt. Dies macht nun begreiflich, was vorgeht, wenn eine Lichtwelle die Trennungsfläche zweier Mittel von verſchiedener Dichtigkeit trifft. Die unendlich dünne Schicht des erſten Mittels, welche das zweite Mittel berührt, können wir mit der erſten Kugel vergleichen; wegen der Verſchiedenheit der Maſſe bleibt ſie nicht in Ruhe, nachdem ſie die benachbarte Schicht des zweiten Mittels in Bewegung geſetzt hat, und deshalb findet eine Reflexion Statt; die neue Geſchwindigkeit aber, von welcher die letzte Schicht des erſten Mittels unmittelbar nach dem Stoße afficirt iſt und welche ſich nach und nach den vorhergehenden Schichten deſſelben Mittels mittheilt, muß aber eine verſchiedene Richtung haben, je nachdem die Schicht des zweiten Mittels mehr oder weniger Maſſe hat als die des erſteren, d. h. je nachdem das erſte Mittel mehr oder weniger dicht iſt als das zweite.

Dieſes wichtige Princip, welches Young, geleitet durch die eben auseinandergeſetzten Betrachtungen, aufgefunden hat, ergiebt ſich auch aus den Formeln, welche Poiſſon auf analytiſchem Wege ableitete. Auf die Reflexion des Lichts angewendet, folgt daraus, daß, je nachdem eine Lichtwelle innerhalb oder außerhalb eines dichten Mittels reflectirt wird, die Oscillationsgeſchwindigkeit poſitiv oder negativ iſt, daß alſo in beiden Fällen alle Vibrationsbewegungen eine entgegengeſetzte Richtung haben werden.

Wenden wir dies nun auf die dünne zwiſchen zwei Glasflächen eingeſchloſſene Luftſchicht an, ſo iſt klar, daß zwiſchen den an der oberen und der unteren Gränzfläche der Luftſchicht reflectirten Strahlenbündeln außer der Differenz der durchlaufenen Wege auch noch der Unterſchied ſtattfindet, daß das eine Lichtbündel in Glas, alſo in einem dichteren Mittel, das

andere aber in Luft, alſo in einem weniger dichten Mittel, an der unteren Glasfläche reflectirt wird; das an der unteren Glasfläche reflectirte Strahlenbündel wird ſich alſo in einem Schwingungszuſtande befinden, welcher dem gerade entgegengeſetzt iſt, den man nach der Länge des durchlaufenen Weges erwarten ſollte; die Oscillationen dieſes zweiten Strahlenbündels gehen alſo gerade ſo vor ſich, als ob ſie einen um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge größeren Weg durchlaufen hätten. Da alſo, wo die beiden Strahlenbündel zuſammenwirken würden, wenn man nur die Differenz der Wege in Betracht zu ziehen hätte, wird ein vollkommener Gegenſatz zwiſchen beiden ſtattfinden; da aber, wo die Differenz der Wege einen vollkommenen Gegenſatz andeutet, werden die beiden Strahlenbündel ſich gegenſeitig unterſtützen; dadurch erklärt ſich nun die ganze Erſcheinung vollkommen.

Da, wo die beiden Gläſer in Berührung ſind, iſt die Dicke der Luftſchicht wenn nicht ganz Null, doch ſelbſt gegen die Länge einer Lichtwelle ſehr klein, das Strahlenbündel, welches an der unteren Glasfläche reflectirt wird, hat alſo keinen merklich längeren Weg zurückgelegt als das andere Strahlenbündel, es iſt alſo in ſeinem Laufe gegen dieſes nur um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge verzögert, an der Berührungsſtelle der beiden Gläſer muß alſo ein dunkler Fleck entſtehen.

Das folgende Minimum, alſo der erſte dunkle Ring, wird ſich da finden, wo der Gangunterſchied der beiden Strahlenbündel $\frac{3}{2}$ Wellenlängen beträgt; dieſer Gangunterſchied entſpricht aber der Stelle der Luftſchicht, an welcher ihre Dicke $\frac{1}{2}$ Wellenlänge beträgt; denn hier iſt die Differenz der Wege (die doppelte Dicke der Schicht) 1 Wellenlänge, dazu kommt aber noch der Verluſt einer halben Wellenlänge durch die Spiegelung an der unteren Glasfläche.

Da, wo die Dicke der Luftſchicht $\frac{2}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{4}{2}$ u. ſ. w. Wellenlängen beträgt, iſt die Differenz der Wege $\frac{4}{2}$, $\frac{6}{2}$, $\frac{8}{2}$, der Gangunterſchied der beiden Strahlenbündel alſo $\frac{4}{2} + \frac{1}{2}$, $\frac{6}{2} + \frac{1}{2}$, $\frac{8}{2} + \frac{1}{2}$ oder $\frac{5}{2}$, $\frac{7}{2}$, $\frac{9}{2}$ u. ſ. w. Wellenlängen, und an dieſen Stellen muß ſich der 2te, der 3te, der 4te dunkle Ring finden; bezeichnen wir die Dicke der Luftſchicht für den erſten dunklen Ring mit $2\,d$, ſo werden demnach die folgenden hellen und dunklen Ringe folgenden Dicken der Luftſchicht entſprechen:

Dunkle Ringe	0	$2\,d$	$4\,d$	$6\,d$	$8\,d$	$10\,d$
Helle Ringe	$1\,d$	$3\,d$	$5\,d$	$7\,d$	$9\,d$	$11\,d$.

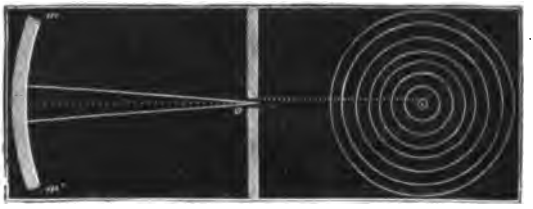
was mit der Erfahrung vollſtändig übereinſtimmt.

Bisher war nur von homogenen Lichtſtrahlen die Rede; für Lichtſtrahlen verſchiedener Farben müſſen die Luftſchichten, welche den dunklen Ringen verſchiedener Farben entſprechen, in demſelben Verhältniß an Dicke abnehmen, als die Wellenlänge dieſer Strahlen kürzer ſind. Die Zwiſchenräume

unterſchied der beiden Strahlenbündel ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt, ſo kann doch keine vollkommene Aufhebung ſtattfinden, die Lichtſtärke wird hier zwar geſchwächt, aber doch nicht Null ſeyn. Im reflectirten Lichte dagegen ſind die Farben ſehr lebhaft, weil die beiden interferirenden Strahlenbündel faſt gleiche Intenſität haben.

Farben dicker Platten. Wenn ein Sonnenſtrahl durch eine 4 bis 226
5 Millimeter weite runde Oeffnung in ein dunkles Zimmer fällt und auf einem hinten belegten Hohlſpiegel $m\,m'$ von Glas aufgefangen wird, Fig. 604, deſſen Axe mit der Richtung der einfallenden Strahlen zuſammen-

Fig. 604.



fällt, ſo beobachtet man um die Oeffnung herum auf dem zu dieſem Zweck innen mit weißem Papier überzogenen Schirm eine Reihe glänzender Farbenringe. Dieſe ſchöne Erſcheinung iſt von Newton entdeckt und von ihm zuerſt näher unterſucht worden.

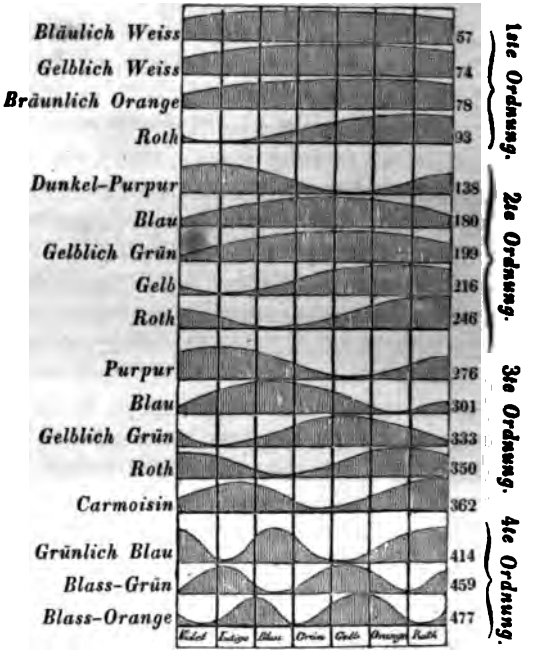
Wenn das einfallende Licht homogen iſt, ſo ſind die Ringe abwechſelnd hell und dunkel, und man kann ihrer in dieſem Falle 12 bis 15 unterſcheiden, wenn man alle mögliche Sorgfalt anwendet, um alles nicht hierher gehörige Licht möglichſt abzuhalten. Wenn man weißes Licht anwendet, ſo folgen die Farben der Ringe in der Ordnung auf einander wie die Farben dünner Blättchen.

Dieſe Ringe erhalten die größte Intenſität, wenn die Entfernung des Spiegels vom Schirme dem Krümmungshalbmeſſer des Spiegels gleich iſt oder, mit anderen Worten, wenn das Spiegelbild der Oeffnung mit der Oeffnung ſelbſt zuſammenfällt. Je weiter man den Spiegel von dieſer Lage entfernt, deſto blaſſer werden die Ringe, bis ſie endlich ganz verſchwinden.

Wenn der Spiegel ſehr gut polirt iſt, ſo ſind die Ringe immer ſehr blaß; um ſie möglichſt lebhaft zu machen, muß die vordere Fläche etwas matt gemacht werden, entweder indem man etwas darauf haucht, oder indem man ſie mit einem feinen Staube, etwa mit Mehl, beſtreut, oder endlich indem man eine dünne Schicht mit Waſſer verdünnter Milch darauf gießt, welche auftrocknet und anhaftet. Dieſer eigenthümliche Umſtand wurde von Newton ganz überſehen.

und umgekehrt; mit Hülfe der Kurven, Fig. 603, kann man leicht überſehen, welches die Färbung der Luftſchicht für eine gegebene Dicke für durchgelaſſenes Licht ſeyn wird. Wenn die Luftſchicht eine Dicke von

Fig. 603.



0,000246^{mm} hat, ſo iſt im reflectirten Lichte Roth vorherrſchend, die Gränze zwiſchen Blau und Grün im Minimum, Blau und Grün überhaupt ſehr ſchwach mitwirkend; im durchgelaſſenen Lichte wird alſo gerade Blau und Grün vorherrſchen, an dieſen Stellen wird man alſo eine bläulich grüne Färbung beobachten.

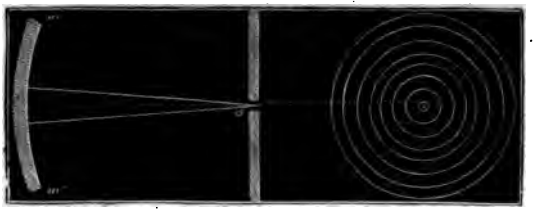
Da, wo die Luftſchicht eine Dicke von 0,000301^{mm} hat, zeigt ſie im reflectirten Lichte eine blaue Färbung; Orange iſt hier im Minimum, Gelb und Roth nur ſchwach; im durchgelaſſenen Lichte wird alſo Orange im Maximum ſein und außerdem noch Roth und beſonders Gelb in der Färbung vorherrſchen. Aehnliche Betrachtungen laſſen ſich für jede beliebige Dicke anſtellen.

Daß die Farben im durchgelaſſenen Lichte ſo blaß ſind, rührt daher, daß die beiden interferirenden Lichtbündel nicht gleiche Intenſität haben; das eine direct durchgegangene Lichtbündel iſt nämlich bedeutend intenſiver als das andere, welches zwei Reflexionen erlitten hat; wenn alſo auch der Gang-

nterſchied der beiden Strahlenbündel ein ungerades Vielfaches einer hal-
en Wellenlänge beträgt, ſo kann doch keine vollkommene Aufhebung ſtatt-
nden, die Lichtſtärke wird hier zwar geſchwächt, aber doch nicht Null ſeyn.
Im reflectirten Lichte dagegen ſind die Farben ſehr lebhaft, weil die beiden
nterferirenden Strahlenbündel faſt gleiche Intenſität haben.

Farben dicker Platten. Wenn ein Sonnenſtrahl durch eine 4 bis 226
Millimeter weite runde Oeffnung in ein dunkles Zimmer fällt und auf
inem hinten belegten Hohlſpiegel $m\,m'$ von Glas aufgefangen wird, Fig.
604, deſſen Axe mit der Richtung der einfallenden Strahlen zuſammen-

Fig. 604.



fällt, ſo beobachtet man um die Oeffnung herum auf dem zu dieſem Zweck innen mit weißem Papier überzogenen Schirm eine Reihe glänzender Farbenringe. Dieſe ſchöne Erſcheinung iſt von Newton entdeckt und von ihm zuerſt näher unterſucht worden.

Wenn das einfallende Licht homogen iſt, ſo ſind die Ringe abwechſelnd hell und dunkel, und man kann ihrer in dieſem Falle 12 bis 15 unterſcheiden, wenn man alle mögliche Sorgfalt anwendet, um alles nicht hierher gehörige Licht möglichſt abzuhalten. Wenn man weißes Licht anwendet, ſo folgen die Farben der Ringe in der Ordnung auf einander wie die Farben dünner Blättchen.

Dieſe Ringe erhalten die größte Intenſität, wenn die Entfernung des Spiegels vom Schirme dem Krümmungshalbmeſſer des Spiegels gleich iſt oder, mit anderen Worten, wenn das Spiegelbild der Oeffnung mit der Oeffnung ſelbſt zuſammenfällt. Je weiter man den Spiegel von dieſer Lage entfernt, deſto blaſſer werden die Ringe, bis ſie endlich ganz verſchwinden.

Wenn der Spiegel ſehr gut polirt iſt, ſo ſind die Ringe immer ſehr blaß; um ſie möglichſt lebhaft zu machen, muß die vordere Fläche etwas matt gemacht werden, entweder indem man etwas darauf haucht, oder indem man ſie mit einem feinen Staube, etwa mit Mehl, beſtreut, oder endlich indem man eine dünne Schicht mit Waſſer verdünnter Milch darauf gießt, welche auftrocknet und anhaftet. Dieſer eigenthümliche Umſtand wurde von Newton ganz überſehen.

Strahlen nicht ſchon durch die Conſtruction des ganzen Apparates ausgeſchloſſen ſind (ein ſolcher Apparat wird alsbald beſchrieben werden), ſo muß die Glastafel auf der Rückſeite etwa mit Asphalt, ſchwarzer Oelfarbe oder Tuſch geſchwärzt ſeyn. Statt eines auf der Rückſeite geſchwärzten Spiegels kann man auch einen Spiegel von Obſidian oder ſchwarzem Glaſe anwenden.

Fällt der durch Reflexion polariſirte Strahl *bc* auf eine zweite ebenfalls auf der Rückſeite geſchwärzte Glastafel, welche der unteren parallel iſt, ſo macht der Strahl *bc* auch mit dieſer einen Winkel von 35° 25′, und die Reflexionsebene des oberen Spiegels fällt mit der des unteren zuſammen. Bei dieſer Lage des zweiten Spiegels wird der Strahl *bc* wie jeder gewöhnliche Lichtſtrahl reflectirt; dreht man jedoch den oberen Spiegel ſo, daß die Richtung des Strahles *bc* die Umdrehungsaxe bildet, ſo bleibt zwar der Winkel, welchen der einfallende Strahl *bc* mit der Spiegelfläche macht, unverändert 35° 25′, allein der Parallelismus der beiden Spiegel hört auf, die Reflexionsebene des oberen Spiegels fällt nicht mehr mit der des unteren zuſammen. Dreht man nun auf die angegebene Weiſe den oberen Spiegel aus der Lage des Parallelismus mit dem unteren heraus, ſo wird die Intenſität des zum zweiten Male reflectirten Strahles um ſo mehr abnehmen, je mehr der Winkel wächſt, den die Reflexionsebene des oberen Spiegels mit der des unteren macht, bis dieſer Winkel 90° geworden iſt oder, mit anderen Worten, bis die Reflexionsebenen beider Spiegel ſich unter einen rechten Winkel kreuzen. Bei dieſer Stellung wird der Strahl *bc* von dem oberen Spiegel gar nicht mehr reflectirt, was doch der Fall ſein müßte, wenn *bc* ein gewöhnlicher Lichtſtrahl wäre. Bei weiter fortgeſetzter Drehung des oberen Spiegels nimmt die Intenſität des reflectirten Strahles allmälig wieder zu, bis ſie wieder ihr Maximum erreicht, wenn die ganze Drehung 180° beträgt. In dieſer Stellung fallen die Reflexionsebenen der beiden Spiegel abermals zuſammen. Dreht man noch weiter, ſo wird der vom oberen Spiegel reflectirte Strahl wieder ſchwächer und verſchwindet ganz, wenn die Reflexionsebenen beider Spiegel wieder gekreuzt ſind, alſo bei einer Drehung von 270° u. ſ. w.

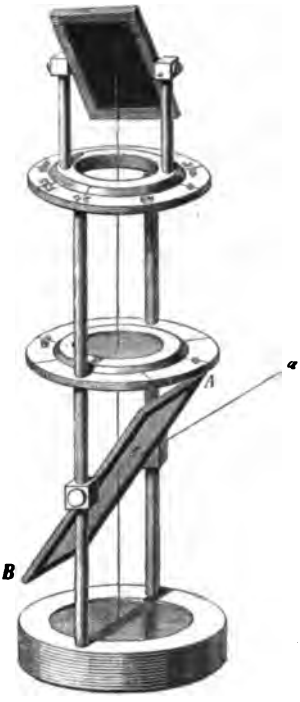
Eine Vorrichtung, an welcher zwei Polariſationsſpiegel ſo angebracht ſind, daß man damit den eben beſchriebenen Verſuch anſtellen kann, heißt Polariſationsapparat. Die einfachſte Einrichtung, welche man dem Polariſationsapparate geben kann, iſt folgende: An dem einen Ende einer metallenen oder hölzernen Röhre iſt ein auf der Rückſeite geſchwärzter Spiegel ſo befeſtigt, daß er einen Winkel von 35° 25′ mit der Axe der Röhre macht, daß alſo Strahlen, welche in einem Winkel von 35° 25′ auf den Spiegel fallen, ſo reflectirt werden, daß ſie in der Richtung dieſer Axe durch die Röhre hindurchgehen. An anderen Ende der Röhre befindet

sich ein Ring, dessen Axe mit der Axe der Röhre zusammenfällt, und der sich also in einer zu dieser Axe rechtwinkligen Ebene umdrehen läßt. An diesem Ringe nun ist ein zweiter hinten geschwärzter Spiegel befestigt, welcher ebenfalls einen Winkel von $35^0\,25'$ mit der Axe der Röhre macht; durch Umdrehung des Ringes wird auch der Spiegel mit umgedreht und kann durch diese Drehung in alle die Lagen gebracht werden, von denen eben die Rede war.

Dieser Apparat ist theils zum Gebrauche sehr unbequem, theils aber auch zu vielen Versuchen, von denen noch in der Folge die Rede seyn wird, gar nicht anwendbar. Man hat dem Polarisationsapparate mannigfache Formen gegeben, die bald zu diesem, bald zu jenem Versuche sich am besten eigneten. Alle diese verschiedenen Formen zu beschreiben, würde hier zu weit führen, es mag die genauere Beschreibung des vom Nörremberg construirten Apparates genügen, welcher fast zu allen Versuchen der zweckmäßigste ist.

Der Nörremberg'sche Polarisationsapparat ist Fig. 607 in ¼ der natürlichen Größe dargestellt. In einem runden Fußgestelle, welches nicht zu leicht seyn darf, damit der Apparat die nöthige Stabilität erhalte, befinden sich am Rande, diametral einander gegenüberstehend, zwei Stäbe, zwischen denen ein Rähmchen AB angebracht ist, welches eine Platte von geschliffenem Spiegelglase einschließt. Dieses Rähmchen und mit ihm der Spiegel ist mittelst zweier Zapfen um eine horizontale Axe drehbar, so daß man dem Spiegel jede beliebige Lage gegen die Richtung des Bleiloths geben kann. Der Spiegel wird jedoch gewöhnlich in einer solchen Lage festgestellt, daß seine Ebene einen Winkel von $35^0\,25'$ mit der Vertikalen macht. Fällt bei dieser Stellung des Spiegels ein Lichtstrahl $a\,b$ in einem Winkel von $35^0\,25'$ auf den Spiegel, so geht er zum Theil durch das Glas hindurch, und diesen Theil haben wir weiter nicht zu betrachten, zum Theil aber wird er in der Richtung $b\,c$ vertikal nach unten reflectirt. Dieser reflectirte Strahl ist

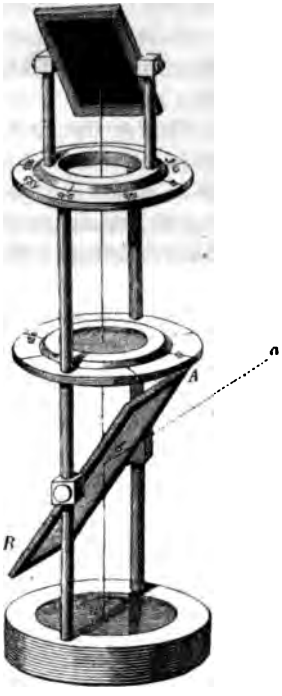
Fig. 607.



nun *polariſirt*, eine durch die Linien *ab* und *bc* gelegte vertikale Ebene iſt ſeine *Polariſationsebene*.

Auf dem Fußgeſtelle befindet ſich in wagrechter Lage ein gewöhnlicher auf der Rückſeite belegter Spiegel, den der polariſirte Strahl *bc* rechtwinklig trifft; er wird alſo in derſelben Richtung zurückgeworfen, in welcher er gekommen war, geht durch den Polariſationsſpiegel hindurch und gelangt in vertikaler Richtung zum oberen Theile des Apparates. Die oberen Enden der Stäbe (der mittlere Theil des Apparates mag vor der Hand noch unberückſichtigt bleiben) tragen einen in Grade getheilten Ring. Der Nullpunkt dieſer Theilung liegt ſo, daß, wenn man ſich durch die Theilſtriche 0 und 180° eine Vertikalebene gelegt denkt, dieſe Ebene mit der Reflexionsebene des unteren Spiegels, alſo mit der Polariſationsebene der durch den unteren Spiegel polariſirten Strahlen zuſammenfällt. In dieſem getheilten Ringe iſt ein anderer drehbar, auf welchem diametral gegenüberſtehend zwei Säulchen angebracht ſind, zwiſchen welchen ein Spiegel von ſchwarzem Glaſe oder ein auf der Rückſeite geſchwärzter Spiegel ebenſo befeſtigt iſt wie der untere Polariſationsſpiegel zwiſchen den Stäben; wie der untere um eine horizontale Axe drehbar, kann der ſchwarze Spiegel leicht ſo geſtellt werden, daß er einen Winkel von 35° 25′ mit der Vertikalen macht.

Fig. 608.



Der drehbare Ring, auf welchem die Säulchen ſtehen, iſt am Rande etwas zugeſchärft, und gerade in der Mitte der vorderen Hälfte des Ringes iſt eine Linie, ein Index, auf die Zuſchärfung gezogen. Eine durch dieſen Index und den Mittelpunkt des Ringes gelegte Vertikalebene fällt mit der Reflexionsebene des ſchwarzen Spiegels zuſammen. Dreht man den Ring, welcher den oberen Spiegel trägt, ſo, daß der Index mit dem Nullpunkte der Theilung zuſammenfällt, ſo fallen die Reflexionsebenen des oberen und des unteren Spiegels zuſammen. Daſſelbe iſt der Fall, wenn der Index bei 180° ſteht. Wenn der Index bei 90° (wie in unſerer Figur) oder bei 270° ſteht, ſo macht die Reflexionsebene

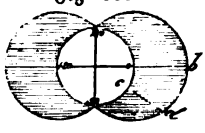
des oberen Spiegels einen rechten Winkel mit der Reflexionsebene des unteren Polarisationsspiegels.

Die Erscheinungen der gewöhnlichen Polarisation, welche man an diesem Apparate beobachten kann, sind folgende. Wenn beide Spiegel parallel stehen, wenn also der Index des den schwarzen Spiegel tragenden Ringes bei 0^0 steht, so reflectirt der obere Spiegel die von unten her ihn treffenden Strahlen, das Gesichtsfeld ist also hell. Dreht man aber den Zerlegungsspiegel (so wird gewöhnlich der obere Spiegel genannt) aus dieser Lage heraus, so nimmt die Intensität des durch ihn reflectirten Lichts mehr und mehr ab und wird 0, wenn der Index bei 90^0 steht. In dieser Stellung reflectirt der schwarze Spiegel die von unten her ihn treffenden Strahlen nicht mehr, das Gesichtsfeld erscheint dunkel. Dreht man noch weiter, so wird es allmälig wieder heller, und wenn der Index bei 180^0 steht, ist die Lichtstärke wieder derjenigen gleich, die bei 0^0 beobachtet wurde. Das Licht nimmt jedoch wieder ab, wenn man noch über 180^0 hinausdreht, das Gesichtsfeld wird zum zweiten Male dunkel, wenn der Index bei 270^0 steht.

Es versteht sich von selbst, daß während dieser ganzen Drehung die Richtung des schwarzen Spiegels gegen die Vertikale unverändert bleiben muß. In allen Lagen macht der obere Spiegel einen Winkel von $35^0\ 25'$ mit der Vertikalen.

Der Zusammenhang dieser Erscheinungen läßt sich so leicht übersehen, daß es nicht nöthig wäre, sie noch weiter anschaulich zu machen, allein des besseren Verständnisses der complicirteren Erscheinungen der Kreispolarisation wegen wollen wir auch diese einfachen Erscheinungen der gewöhnlichen Polarisation graphisch darstellen.

Fig. 609.



In Fig. 609 stellt die Verlängerung der Radien des Kreises bis zu der Kurve, welche die ganze Figur begränzt, die Intensität des reflectirten Lichts für die verschiedenen Stellungen des oberen Spiegels dar. Es repräsentiren also die Linien ob und cd die Intensitäten des reflectirten Lichts, wenn der Index bei 0 oder bei 38^0 steht. Es ist cd kleiner als ob, weil in letzterer Stellung weniger Licht reflectirt wird als in der ersten. Man übersieht in der Figur sehr deutlich, daß für 90^0 und 270^0 die Intensität des reflectirten Lichts Null, für 0^0 und 180^0 aber ein Maximum ist.

Um die Beschreibung des Apparates zu vollenden, wollen wir nun auch noch den Ring betrachten, welcher in der Mitte der Stäbe über dem unteren Polarisationsspiegel angebracht ist. In demselben dreht sich ein zweiter, dessen Oeffnung mit einer Glasplatte verschlossen ist, auf welche man

andere aber in Luft, alſo in einem weniger dichten Mittel, an der unteren Glasfläche reflectirt wird; das an der unteren Glasfläche reflectirte Strahlenbündel wird ſich alſo in einem Schwingungszuſtande befinden, welcher dem gerade entgegengeſetzt iſt, den man nach der Länge des durchlaufenen Weges erwarten ſollte; die Oscillationen dieſes zweiten Strahlenbündels gehen alſo gerade ſo vor ſich, als ob ſie einen um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge größeren Weg durchlaufen hätten. Da alſo, wo die beiden Strahlenbündel zuſammenwirken würden, wenn man nur die Differenz der Wege in Betracht zu ziehen hätte, wird ein vollkommener Gegenſatz zwiſchen beiden ſtattfinden; da aber, wo die Differenz der Wege einen vollkommenen Gegenſatz andeutet, werden die beiden Strahlenbündel ſich gegenſeitig unterſtützen; dadurch erklärt ſich nun die ganze Erſcheinung vollkommen.

Da, wo die beiden Gläſer in Berührung ſind, iſt die Dicke der Luftſchicht wenn nicht ganz Null, doch ſelbſt gegen die Länge einer Lichtwelle ſehr klein, das Strahlenbündel, welches an der unteren Glasfläche reflectirt wird, hat alſo keinen merklich längeren Weg zurückgelegt als das andere Strahlenbündel, es iſt alſo in ſeinem Laufe gegen dieſes nur um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge verzögert, an der Berührungsſtelle der beiden Gläſer muß alſo ein dunkler Fleck entſtehen.

Das folgende Minimum, alſo der erſte dunkle Ring, wird ſich da finden, wo der Gangunterſchied der beiden Strahlenbündel $\frac{3}{2}$ Wellenlängen beträgt; dieſer Gangunterſchied entſpricht aber der Stelle der Luftſchicht, an welcher ihre Dicke $\frac{1}{2}$ Wellenlänge beträgt; denn hier iſt die Differenz der Wege (die doppelte Dicke der Schicht) 1 Wellenlänge, dazu kommt aber noch der Verluſt einer halben Wellenlänge durch die Spiegelung an der unteren Glasfläche.

Da, wo die Dicke der Luftſchicht $\frac{2}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{4}{2}$ u. ſ. w. Wellenlängen beträgt, iſt die Differenz der Wege $\frac{4}{2}$, $\frac{6}{2}$, $\frac{8}{2}$, der Gangunterſchied der beiden Strahlenbündel alſo $\frac{4}{2} + \frac{1}{2}$, $\frac{6}{2} + \frac{1}{2}$, $\frac{8}{2} + \frac{1}{2}$ oder $\frac{5}{2}$, $\frac{7}{2}$, $\frac{9}{2}$ u. ſ. w. Wellenlängen, und an dieſen Stellen muß ſich der 2te, der 3te, der 4te dunkle Ring finden; bezeichnen wir die Dicke der Luftſchicht für den erſten dunklen Ring mit $2\,d$, ſo werden demnach die folgenden hellen und dunklen Ringe folgenden Dicken der Luftſchicht entſprechen:

Dunkle Ringe	0	$2\,d$	$4\,d$	$6\,d$	$8\,d$	$10\,d$
Helle Ringe	$1\,d$	$3\,d$	$5\,d$	$7\,d$	$9\,d$	$11\,d$.

was mit der Erfahrung vollſtändig übereinſtimmt.

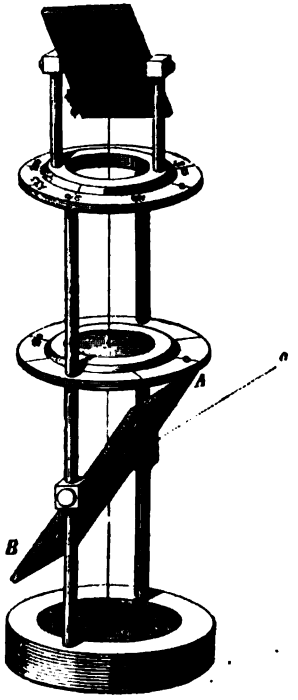
Bisher war nur von homogenen Lichtſtrahlen die Rede; für Lichtſtrahlen verſchiedener Farben müſſen die Luftſchichten, welche den dunklen Ringen verſchiedener Farben entſprechen, in demſelben Verhältniß an Dicke abnehmen, als die Wellenlänge dieſer Strahlen kürzer ſind. Die Zwiſchenräume

derselbe seyn kann. Es erklärt sich daraus ganz einfach, warum ein Strahl weißen Lichts durch Reflexion niemals vollständig polarisirt seyn kann.

Die richtige Stellung der Spiegel im Polarisationsapparate mittelt man am besten durch den Versuch aus; man stellt beide Spiegel ungefähr in die richtige Neigung gegen die Vertikale, kreuzt ihre Reflexionsebenen und corrigirt alsdann zuerst die Neigung des unteren Spiegels, indem man seine Neigung allmälig ändert und ihn in der Lage feststellt, für welche das oben reflectirte Licht im Minimum ist. Ist dies geschehen, so corrigirt man auf dieselbe Weise die Neigung des oberen Spiegels.

Bei genauer Untersuchung findet man, daß das von einer Wasserfläche, von einem Schieferdache, von einem polirten Tische u. s. w. reflectirte Licht mehr oder weniger polarisirt ist; ja fast alle spiegelnden Oberflächen können unter Umständen als Polarisationsspiegel dienen. Nur die metallischen Oberflächen machen hiervon eine Ausnahme.

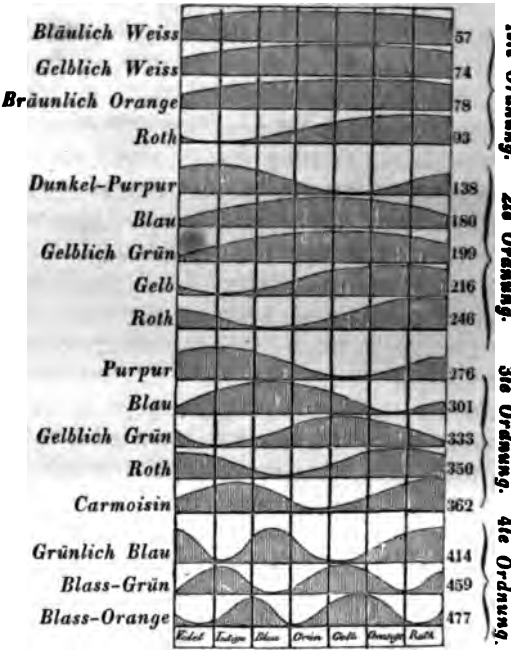
Fig. 611.



Die Polarisationsebene. Damit 230 ein polarisirter Strahl von einem Polarisationsspiegel, den er unter dem Polarisationswinkel trifft, möglichst vollständig reflectirt werden könne, muß die Reflexionsebene dieses Spiegels eine bestimmte Lage haben; die Ebene nun, mit welcher die Reflexionsebene eines Spiegels zusammenfallen muß, wenn er einen polarisirten Strahl möglichst vollständig reflectiren soll, heißt die Polarisationsebene des Strahls. Eine durch den Mittelpunkt des oberen Ringes am Apparate, Fig. 611, und den Nullpunkt der Theilung gehende Vertikalebene ist z. B. die Polarisationsebene der durch den unteren Spiegel polarisirten Strahlen, denn sie werden von dem Zerlegungsspiegel nur dann möglichst vollständig reflectirt, wenn die Reflexionsebene desselben mit der bezeichneten Ebene zusammenfällt, wenn also der Index bei 0 oder 180° steht. Die Polarisationsebene dieser Strahlen fällt aber auch mit der Reflexionsebene des unteren Spiegels zusammen, woraus man schließen kann, daß, wenn ein Lichtstrahl durch Spiegelung polarisirt wird, seine Einfallsebene zugleich

und umgekehrt; mit Hülfe der Kurven, Fig. 603, kann man leicht überſehen, welches die Färbung der Luftſchicht für eine gegebene Dicke für durchgelaſſenes Licht ſeyn wird. Wenn die Luftſchicht eine Dicke von

Fig. 603.



0,000246^{mm} hat, ſo iſt im reflectirten Lichte Roth vorherrſchend, die Gränze zwiſchen Blau und Grün im Minimum, Blau und Grün überhaupt ſehr ſchwach mitwirkend; im durchgelaſſenen Lichte wird alſo gerade Blau und Grün vorherrſchen, an dieſen Stellen wird man alſo eine bläulich grüne Färbung beobachten.

Da, wo die Luftſchicht eine Dicke von 0,000301^{mm} hat, zeigt ſie im reflectirten Lichte eine blaue Färbung; Orange iſt hier im Minimum, Gelb und Roth nur ſchwach; im durchgelaſſenen Lichte wird alſo Orange im Maximum ſein und außerdem noch Roth und beſonders Gelb in der Färbung vorherrſchen. Aehnliche Betrachtungen laſſen ſich für jede beliebige Dicke anſtellen.

Daß die Farben im durchgelaſſenen Lichte ſo blaß ſind, rührt daher, daß die beiden interferirenden Lichtbündel nicht gleiche Intenſität haben; das eine direct durchgegangene Lichtbündel iſt nämlich bedeutend intenſiver als das andere, welches zwei Reflexionen erlitten hat; wenn alſo auch der Gang-

aber die Axe der Platte einen andern Winkel mit der Polarisationsebene der einfallenden Strahlen, so ist das durchgehende Licht um so schwächer, je kleiner dieser Winkel wird. Fällt die Axe der Platte in die Polarisationsebene der einfallenden Strahlen, so ist die Intensität des durchgegangenen Lichts ein Minimum, und falls die Platte dick genug ist, vollständig Null. Die Lage des Krystalls, bei welcher die Axe mit der Polarisationsebene der einfallenden Strahlen einen rechten Winkel bildet, entspricht dem Falle, daß der obere Spiegel dem unteren parallel ist, die zuletzt erwähnte Stellung des Krystalls aber dem Falle der gekreuzten Spiegel.

Wenn eine solche Turmalinplatte in eine Fassung gebracht ist, welche ebenso wie die, welche die Säule von Glasplatten enthält, auf dem oberen Ringe des Polarisationsapparates drehbar ist, so kann die Turmalinplatte ebenso gut wie der Zerlegungsspiegel als Kopf des Apparates dienen, und man kann dieselben Versuche damit anstellen wie mit jenen.

An den Turmalinplatten, welche zu diesen Versuchen geschliffen im Handel vorkommen, sind gewöhnlich keine natürliche Krystallflächen mehr sichtbar; man kann deshalb der Platte durchaus nicht mehr ansehen, in welcher Richtung ihre Axe liegt. Die Lage der Axe läßt sich aber durch den Versuch am Polarisationsapparate sehr leicht ausmitteln. Stellt man nämlich die Platte so, daß das durchgelassene Licht ein Minimum ist, so wird eine durch den Nullpunkt der Theilung gehende vertikale Ebene, welche zugleich rechtwinklig auf der Oberfläche des Krystalls steht, diesen in der Richtung seiner krystallographischen Hauptaxe schneiden.

Aus den erwähnten Versuchen läßt sich schließen, daß, wenn gewöhnliches Licht auf eine solche Turmalinplatte fällt, es nach seinem Durchgange durch die Platte polarisirt sein wird, und zwar so, daß seine Polarisationsebene rechtwinklig auf der krystallographischen Hauptaxe der Platte steht. Legt man demnach zwei parallel mit der Axe geschnittene Turmalinplatten so aufeinander, daß ihre Axen parallel sind, so werden sie einfallendes gewöhnliches Licht ebenso gut durchlassen wie eine Platte, welche so dick ist wie beide zusammengenommen. Dreht man aber die eine Platte in ihrer Ebene herum, ohne die Lage der andern zu ändern, so wird das durchgelassene Licht schwächer und schwächer, bis es endlich ganz verschwindet, wenn die Axen beider Platten einen rechten Winkel mit einander machen. Zwei solcher Platten bilden also einen kleinen Polarisationsapparat.

Um zwei solcher Platten bequem gebrauchen zu können, hat man sie auf folgende Weise gefaßt. Ein Kupferdraht ist, wie Fig. 613 (a. f. S.) zeigt, in die Form einer Zange gebogen. Die beiden Enden des Drahtes bilden Ringe, in jedem dieser Ringe ist eine Hülse drehbar, in welche eine Turmalinplatte gefaßt ist. Wenn nicht durch den Druck der Hand oder

Strahlen nicht ſchon durch die Conſtruction des ganzen Apparates ausgeſchloſſen ſind (ein ſolcher Apparat wird alsbald beſchrieben werden), ſo muß die Glastafel auf der Rückſeite etwa mit Asphalt, ſchwarzer Oelfarbe oder Tuſch geſchwärzt ſeyn. Statt eines auf der Rückſeite geſchwärzten Spiegels kann man auch einen Spiegel von Obſidian oder ſchwarzem Glaſe anwenden.

Fällt der durch Reflexion polariſirte Strahl *bc* auf eine zweite ebenfalls auf der Rückſeite geſchwärzte Glastafel, welche der unteren parallel iſt, ſo macht der Strahl *bc* auch mit dieſer einen Winkel von 35° 25′, und die Reflexionsebene des oberen Spiegels fällt mit der des unteren zuſammen. Bei dieſer Lage des zweiten Spiegels wird der Strahl *bc* wie jeder gewöhnliche Lichtſtrahl reflectirt; dreht man jedoch den oberen Spiegel ſo, daß die Richtung des Strahles *bc* die Umdrehungsaxe bildet, ſo bleibt zwar der Winkel, welchen der einfallende Strahl *bc* mit der Spiegelfläche macht, unverändert 35° 25′, allein der Parallelismus der beiden Spiegel hört auf, die Reflexionsebene des oberen Spiegels fällt nicht mehr mit der des unteren zuſammen. Dreht man nun auf die angegebene Weiſe den oberen Spiegel aus der Lage des Parallelismus mit dem unteren heraus, ſo wird die Intenſität des zum zweiten Male reflectirten Strahles um ſo mehr abnehmen, je mehr der Winkel wächſt, den die Reflexionsebene des oberen Spiegels mit der des unteren macht, bis dieſer Winkel 90° geworden iſt oder, mit anderen Worten, bis die Reflexionsebenen beider Spiegel ſich unter einen rechten Winkel kreuzen. Bei dieſer Stellung wird der Strahl *bc* von dem oberen Spiegel gar nicht mehr reflectirt, was doch der Fall ſein müßte, wenn *bc* ein gewöhnlicher Lichtſtrahl wäre. Bei weiter fortgeſetzter Drehung des oberen Spiegels nimmt die Intenſität des reflectirten Strahles allmälig wieder zu, bis ſie wieder ihr Maximum erreicht, wenn die ganze Drehung 180° beträgt. In dieſer Stellung fallen die Reflexionsebenen der beiden Spiegel abermals zuſammen. Dreht man noch weiter, ſo wird der vom oberen Spiegel reflectirte Strahl wieder ſchwächer und verſchwindet ganz, wenn die Reflexionsebenen beider Spiegel wieder gekreuzt ſind, alſo bei einer Drehung von 270° u. ſ. w.

Eine Vorrichtung, an welcher zwei Polariſationsſpiegel ſo angebracht ſind, daß man damit den eben beſchriebenen Verſuch anſtellen kann, heißt Polariſationsapparat. Die einfachſte Einrichtung, welche man dem Polariſationsapparate geben kann, iſt folgende: An dem einen Ende einer metallenen oder hölzernen Röhre iſt ein auf der Rückſeite geſchwärzter Spiegel ſo befeſtigt, daß er einen Winkel von 35° 25′ mit der Axe der Röhre macht, daß alſo Strahlen, welche in einem Winkel von 35° 25′ auf den Spiegel fallen, ſo reflectirt werden, daß ſie in der Richtung dieſer Axe durch die Röhre hindurchgehen. An anderen Ende der Röhre befindet

Erklärung der Polarisation durch die Vibrationstheorie. Ein Lichtstrahl ist polarisirt, wenn alle seine Schwingungen in einer und derselben Ebene stattfinden. Alle Schwingungen des Strahls, dessen Ausweichungskurve Fig. 614 dargestellt ist, finden in der Ebene des Papiers

Fig. 614.

Statt, dieser Strahl ist also ein polarisirter Strahl.

In einem gewöhnlichen Lichtstrahle bleiben die Vibrationen nicht immer in derselben Ebene, sondern sie variiren nach allen möglichen, auf die Richtung des Strahls rechtwinkligen Richtungen.

Die Ebene, in welcher alle Schwingungen eines polarisirten Strahls stattfinden, heißt die Vibrationsebene desselben. Denkt man sich durch die Richtung des Strahls eine Ebene rechtwinklig auf die Schwingungsebene gelegt, so ist dies die Polarisationsebene des Strahls.

Es sey c, Fig. 615, die Projection eines polarisirten Lichtstrahls, welcher sich rechtwinklig zur Ebene des Papiers fortpflaanzt, $a\,b$ sey die Projection der Schwingungsebene, so ist $d\,e$ die Polarisationsebene. In einem durch Reflexion polarisirten Strahle sind die Schwingungen der Ebene des Polarisationsspiegels parallel. Die Schwingungsebene eines Strahls, welcher durch eine Turmalinplatte polarisirt worden ist, ist der krystallographischen Hauptaxe der Turmalinplatte parallel.

Fällt ein polarisirter Strahl, dessen Projection c und dessen Schwingungsebene $a\,b$, Fig. 616, seyn mag, auf eine Turmalinplatte, deren

Fig. 615.

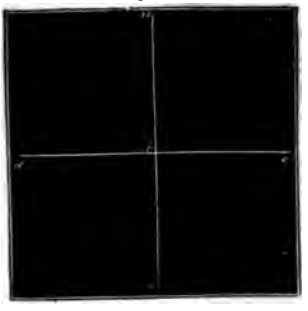
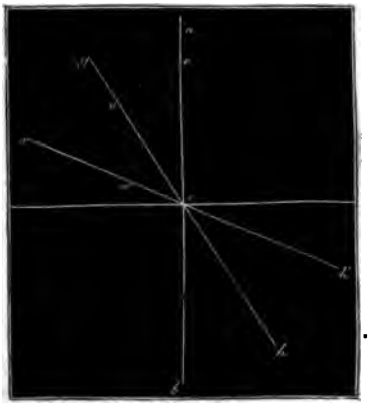
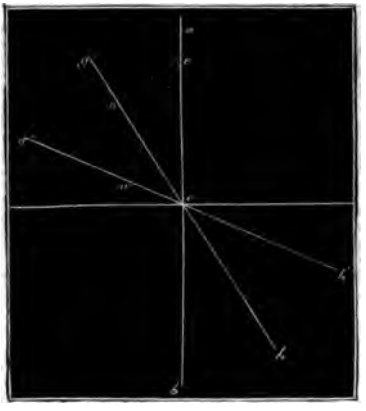


Fig. 616.



Schwingungsebene ebenfalls ab iſt, ſo wird der Strahl von der Turmalinplatte durchgelaſſen. Sieht man alſo durch eine Turmalinplatte nach dem Polariſationsſpiegel eines Polariſationsapparates (d. h. mit anderen Worten, gebraucht man ſtatt des oberen Spiegels eine Turmalinplatte), ſo ſieht man das Geſichtsfeld hell, wenn die kryſtallographiſche Hauptaxe der Platte auf der Reflexionsebene des unteren Spiegel rechtwinklig iſt. Dreht man aber die Turmalinplatte, ſo wird das Geſichtsfeld dunkler und dunkler, bis es endlich ganz dunkel wird, wenn die Schwingungsebene des Turmalins mit der Reflexionsebene des unteren Spiegels zuſammenfällt.

Fig. 617.



Dieſe Erſcheinung ergiebt ſich als nothwendige Folge der Theorie. Es ſtelle ec die Vibrationsintenſität (d. h. das Maximum der Ausweichung eines Moleküls) für den Strahl dar, welcher durch die Turmalinplatte geht, wenn ihre Schwingungsebene die Richtung ab hat. Wenn nun die Platte ſo gedreht wird, daß ihre Schwingungsebene in die Lage gh kommt, ſo können die in der Ebene ab ſtattfindenden Vibrationen des die Platte treffenden polariſirten Strahles nach der Richtung gh offenbar nur Schwingungen von einer geringeren Intenſität cn hervorbringen, die man nach dem Parallelogramme der Kräfte findet, wenn man von e ein Perpendikel en auf gh fällt. Offenbar muß nun die Vibrationsintenſität cn, die man durch dieſe Zerlegung findet, um ſo geringer werden, je größer der Winkel wird, den gh mit ab macht, und muß ganz verſchwinden, wenn dieſer Winkel ein rechter iſt.

Dieſelben Schlüſſe gelten auch für den Zerlegungsſpiegel des Polariſationsapparates, und man ſieht demnach leicht ein, warum der obere Spiegel ein Maximum von Licht reflectirt, wenn beide Spiegel parallel ſind, ein Minimum hingegen, wenn ſie gekreuzt ſind.

Nach dieſen Betrachtungen kann man auch ſchließen, welches die Erſcheinungen ſeyn werden, wenn man eine Turmalinplatte zwiſchen die gekreuzten Spiegel des Apparates bringt. Fällt die Schwingungsebene des Turmalins mit der des unteren oder oberen Spiegels zuſammen, ſo muß ſie dunkel erſcheinen, in jeder andern Lage hell, und zwar am hellſten, wenn die Schwingungsebene der Turmalinplatte den rechten Winkel halbirt, welchen die Schwingungsebene des unteren Spiegels mit der des

nacht. Es sey Fig. 618 ab die Schwingungsebene des unteren Spiegels, cd die des oberen, ef die der zwischen beiden liegenden Turmalinplatte. Es sey ferner mn die Vibrationsintensität des vom unteren Spiegel polarisirten Strahles. Diese Vibration wird durch die Turmalinplatte zerlegt; die Vibrationsintensität mo in der Ebene ef findet man, indem man von n ein Perpendikel auf ef fällt. Allein der durch die Turmalinplatte gegangene, in der Ebene ef mit der Intensität mo schwingende Strahl wird durch den oberen Spiegel nochmals nach der Ebene cd zerlegt, und die bekannte Construction giebt mp für

Fig. 618.

rationsintensität nach dieser zweiten Zerlegung. Es ist klar, daß Größe von mp ändert, wenn die Ebene ef ihre Lage ändert; ber mp ein Maximum seyn wird, ergiebt sich aus folgender Be-ig.

mon ein rechter Winkel seyn soll, so muß der Punkt o, welches e Lage der Ebene ef seyn mag, stets auf dem Umfange eines Halb-liegen, dessen Durchmesser mn ist. Nun aber ist mp gleich oq, eich dem Perpendikel, welches von der Spitze des rechten Winkels gegenüberstehende Hypothenuse mn gefällt wird. Wenn nun der o mit n zusammenfällt, so ist dieses Perpendikel auch gleich Null esichtsfeld ist dunkel, wenn die Schwingungsebene des Turmalins r des unteren Spiegels zusammenfällt). Je mehr nun o auf der rie des Kreises von n fortrückt, desto größer wird das Perpendikel ıb es erreicht sein Maximum, wenn o um einen Viertelkreis von n , denn in diesem Falle ist das Perpendikel dem Radius des Kreises Entfernt sich o noch weiter von n, so wird oq wieder kleiner, und ieder Null, wenn o mit m zusammenfällt. Wenn nun o um einen kreis von n absteht, so macht die Schwingungsebene ef einen Win-ı 45^0 mit der Schwingungsebene ab des einfallenden Strahls. ot sich also aus dieser Betrachtung wirklich ein Maximum von Licht-ät für den Fall, daß die Schwingungsebene des Turmalins einen Win-45^0 mit der Schwingungsebene eines jeden der beiden Spiegel macht.

der Polarisation des Lichts durch doppelte Brechung kann folgenden Kapitel die Rede seyn.

Achtes Kapitel.

Von der doppelten Brechung.

235 **Doppelte Brechung des Kalkſpaths.** Wir haben bisher immer angenommen, daß beim Uebergange eines Lichtſtrahls aus einem Mittel in ein anderes nur ein einziger gebrochener Strahl entſtände; viele Körper haben jedoch die merkwürdige Eigenſchaft, jeden einfallenden Lichtſtrahl in zwei gebrochene Strahlen zu ſpalten. Dieſe mit dem Namen der doppelten Brechung bezeichnete Eigenſchaft wurde zuerſt von Erasmus Bartholinus am isländiſchen Kalkſpath entdeckt und in einem Werke beſchrieben, welches unter dem Titel »Experimenta Crystalli Islandici, disdiaclastici, quibus mira et insolita refractio detegitur« im Jahre 1669 zu Kopenhagen erſchienen iſt.

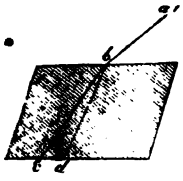
Alle diejenigen Körper, welche die erwähnte Eigenſchaft beſitzen, werden doppeltbrechende Körper genannt. Wir wollen zunächſt die Erſcheinungen der doppelten Brechung am Kalkſpathe näher kennen lernen, weil ſie an dieſem Körper beſonders leicht beobachtet werden können.

Der Kalkſpath iſt bekanntlich kryſtalliſirter kohlenſaurer Kalk: die zahlreichen Formen, unter welchen der Kalkſpath vorkommt, gehören dem hexagonalen Kryſtallſyſteme an und laſſen ſich ſämmtlich von einer und derſelben Grundform ableiten. Die Kalkſpathkryſtalle ſind nach drei verſchiedenen Richtungen ſehr vollkommen ſpaltbar; und dadurch iſt es möglich, aus denſelben Rhomboeder durch Spaltung zu erhalten. Beſonders ſchöne, große und durchſichtige Kalkſpathkryſtalle werden auf der Inſel Island gefunden, der isländiſche Doppelſpath wird deshalb auch vorzugsweiſe zu Verſuchen über die doppelte Brechung angewandt.

Wenn man ein durch Spaltungsflächen begränztes Kalkſpathrhomboeder dicht vor das Auge hält, um durch daſſelbe einen dünnen Körper, etwa eine Stecknadel, zu ſehen, ſo erblickt man zwei deutlich getrennte Bilder: legt man das Rhomboeder auf ein Blatt weißen Papiers, auf welches man einen ſchwarzen Punkt gemacht hat, ſo ſieht man den Punkt doppelt. Aus einer genauen Beobachtung dieſer beiden Bilder, wie man ſie durch ein Rhomboeder ſieht, kann man die Geſetze der doppelten Brechung im Kalkſpathe ableiten, wie dies auch Huyghens ſchon gethan hat.

Legt man auf die eine Fläche eines Kalkſpathrhomboeders ein Kartenblatt, in welches mit Hülfe einer Stecknadel ein kleines Loch geſtochen worden iſt, läßt man dann durch dieſe kleine Oeffnung einen Sonnenſtrahl ab, Fig. 619, auf den Kryſtall fallen, ſo wird man auf einem

Fig. 619.

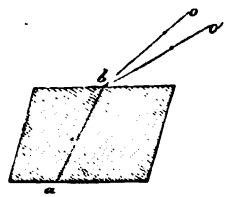


etwas durchsichtigen Papierblatte, mit welchem man die der Eintrittsfläche gegenüber liegende Fläche des Rhomboeders bedeckt, zwei helle Punkte, nämlich einen bei *c* und einen bei *d*, erblicken; es sind also von der Oeffnung *b* aus zwei ganz getrennte Strahlen durch den Krystall hindurch gegangen, welche die Austrittsfläche gerade in den Punkten *c* und *d* treffen; der Lichtstrahl *a b* wird also bei seinem Eintritte in den Kalkspathkrystall in zwei Strahlen gespalten, welche, verschiedenen Brechungsgesetzen folgend, den Krystall in verschiedenen Richtungen durchlaufen; der eine Strahl ist stärker von seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt als der andere.

Nach der Vibrationstheorie muß man annehmen, daß sich die Lichtwellen in einem stärker brechenden Mittel langsamer fortpflanzen; die ungleiche Ablenkung, welche die beiden Strahlen *c b* und *b d* erleiden, hängt also auch mit einer ungleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit zusammen, der stärker gebrochene Strahl *b d* pflanzt sich mit geringerer Geschwindigkeit durch den Krystall fort als der andere, oder auch, mit anderen Worten, für den stärker gebrochenen Strahl *b d* ist die Wellenlänge kürzer als für den Strahl *b c*.

Dieser Versuch lehrt uns also zwei verschiedene Strahlenarten kennen, welche den Kalkspath mit ungleicher Geschwindigkeit durchlaufen; daß aber auch in einer und derselben Richtung zwei verschiedene Strahlen sich mit ungleicher Geschwindigkeit durch den Krystall fortpflanzen können, geht aus folgendem Versuche hervor. Man lege ein Kalkspathrhomboeder auf ein Blatt weißen Papiers, auf welches man einen schwarzen Punkt gemacht hat; wenn man nun auf die obere Fläche des Rhomboeders ein Stückchen Papier mit einer kleinen Oeffnung *b* legt, so sieht man in der Oeffnung *b* das Bild des schwarzen Punktes *a* nur nach zwei ganz bestimmten Richtungen *b o* und *b o'*; daraus geht aber hervor, daß in der Richtung *a b* zwei Strahlen mit verschiedener Geschwindigkeit den Krystall durchlaufen; denn wenn sich von *a* nach *b* nur ein einziger Strahl mit unveränderlicher Geschwindigkeit fortpflanzte, so könnte er nur nach einer einzigen bestimmten Richtung austreten. Derjenige Strahl *b o'*, welcher beim Austritte aus dem Krystalle am stärksten abgelenkt wird, pflanzt sich in der Richtung *a b* mit geringerer Geschwindigkeit im Krystalle fort als der andere Strahl, welcher, in derselben Richtung *a b* den Krystall durchlaufend, in der Richtung *b o* austritt.

Fig. 620.



Um die Geſchwindigkeiten zu ermitteln, mit welchen die beiden Strahlenarten den Kryſtall durchlaufen, muß man die Brechungsexponenten für dieſelben beſtimmen, was am beſten mit Hülfe von Prismen geſchieht. Bevor wir von dieſer Beſtimmung weiter reden, wollen wir aber zunächſt die Kryſtallform des Kalkſpaths näher betrachten, um uns in Beziehung auf die verſchiedenen Richtungen, von denen alsbald die Rede ſeyn wird, gehörig zu orientiren.

236 **Kryſtallform des Kalkſpaths.** Als Grundgeſtalt des hexagonalen Kryſtallſyſtems kann man bekanntlich die doppeltſechsſeitige Pyramide, Fig. 621, betrachten, eine Form, welche am Bergkryſtalle am häufigſten beobachtet wird. Die ſechs horizontalen Kanten bilden, wenn alle Flächen gleichmäßig ausgebildet ſind, ein regelmäßiges Sechseck, welches Fig. 622 unverkürzt dargeſtellt iſt. Die Linien ad, be und cf, welche die gegenüberſtehenden Ecken mit einander verbinden, ſind die Nebenaxen; ſie ſind einander gleich und ſchneiden ſich unter einem Winkel von 60°. Ein auf der Ebene der drei horizontalen Nebenaxen in ihrem Durchſchnittspunkte m errichtetes Perpendikel verbindet die Spitzen s und s' der beiden ſechsſeitigen Pyramiden Fig. 621; es es iſt dies die Hauptaxe des Kryſtalls. Beim Bergkryſtall verhält ſich die Länge einer Nebenaxe zur Länge der Hauptaxe wie 1 zu 1,1.

Fig. 621.

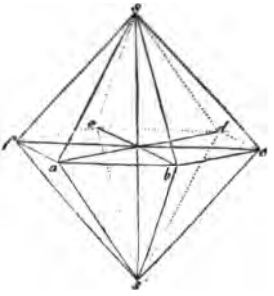


Fig. 622.

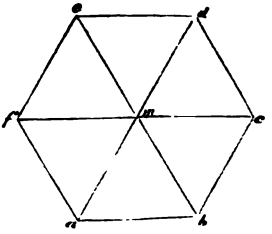
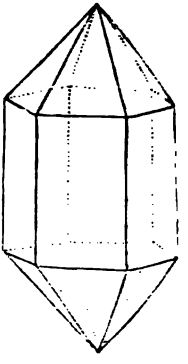


Fig. 623.



Wenn die horizontalen Kanten der doppelt ſechsſeitigen Pyramide durch Flächen abgeſtumpft ſind, welche der Hauptaxe parallel laufen, ſo entſteht eine regelmäßige ſechsſeitige Säule, welche oben und unten durch eine ſechsſeitige Pyramide begränzt iſt; es iſt dies die gewöhnlichſte Form des Bergkryſtalls; nur iſt er in der Regel mit dem einen Ende aufgewachſen, ſo daß er nur an einem Ende regelmäßig begränzt iſt.

In Fig. 624 ist die sechsseitige Säule oben und unten durch eine ebene Fläche begränzt, welche auf der Hauptaxe rechtwinklig steht; es ist dies eine Form, welche am Kalkspathe häufig beobachtet wird.

Fig. 624.

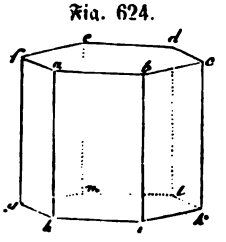
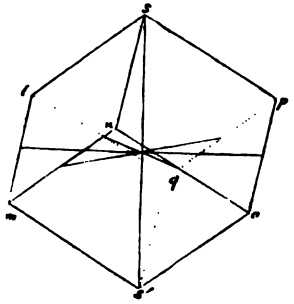


Fig. 625.



Das Rhomboeder Fig. 625 ist die hemiedrische Gestalt der doppelt sechsseitigen Pyramide, d. h. man kann sich aus dieser das Rhomboeder dadurch abgeleitet denken, daß die Hälfte der Flächen bis zum Verschwinden der übrigen wächst. Wenn z. B. in Fig. 621 von den oberen Flächen bcs, des und fas, von den unteren aber abs', cds' und efs' bis zum Verschwinden der übrigen Flächen wachsen, so entsteht das Rhomboeder Fig. 625, in welches zur Erleichterung der Uebersicht die Axen noch eingezeichnet sind.

Beim Kalkspathe verhält sich die Länge einer Nebenaxe zu der Hauptaxe wie 1 zu 0,854.

Die Kanten eines Kalkspathrhomboeders sind nicht gleichartig; jede der drei Kanten nämlich, welche in s zusammentreffen, ist durch zwei Flächen gebildet, die sich hier unter einem Winkel von $105^0\ 5'$ schneiden; dasselbe gilt von den drei in s' zusammentreffenden Kanten, während in den Kanten lm, mn, no, op, pq sich immer zwei Flächen unter einem Winkel von $74^0 55'$ schneiden. Man hat also an einem solchen Rhomboeder stumpfe und scharfe Kanten zu unterscheiden.

Auch die Ecken eines Rhomboeders sind von zweierlei Art; in s und s' nämlich treffen immer drei stumpfe Kanten zusammen, in jeder der anderen Ecken aber zwei scharfe und eine stumpfe; um die Ecken s und s' von den übrigen zu unterscheiden, wollen wir sie stumpfe Ecken nennen.

Denken wir uns die scharfen Kanten lm, mn, no, op, pq, und ql des Rhomboeders durch Flächen abgestumpft, welche der Hauptaxe parallel laufen, so entsteht eine sechsseitige Säule, welche oben sowohl als unten durch Rhomboederflächen begränzt ist, eine Combination, welche auch öfters beim Kalkspathe gefunden wird.

Um die Geſchwindigkeiten zu ermitteln, mit welchen die beiden Strahlenarten den Kryſtall durchlaufen, muß man die Brechungsexponenten für dieſelben beſtimmen, was am beſten mit Hülfe von Prismen geſchieht. Bevor wir von dieſer Beſtimmung weiter reden, wollen wir aber zunächſt die Kryſtallform des Kalkſpaths näher betrachten, um uns in Beziehung auf die verſchiedenen Richtungen, von denen alsbald die Rede ſeyn wird, gehörig zu orientiren.

236 **Kryſtallform des Kalkſpaths.** Als Grundgeſtalt des hexagonalen Kryſtallſyſtems kann man bekanntlich die doppeltſechsſeitige Pyramide, Fig. 621, betrachten, eine Form, welche am Bergkryſtalle am häufigſten beobachtet wird. Die ſechs horizontalen Kanten bilden, wenn alle Flächen gleichmäßig ausgebildet ſind, ein regelmäßiges Sechseck, welches Fig. 622 unverkürzt dargeſtellt iſt. Die Linien ad, be und cf, welche die gegen-

Fig. 621.

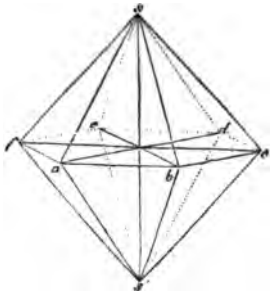


Fig. 622.

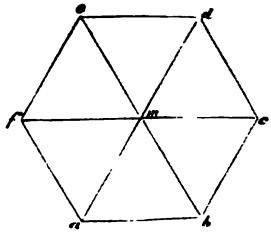
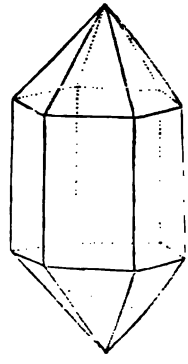


Fig. 623.



überſtehenden Ecken mit einander verbinden, ſind die Nebenaxen; ſie ſind einander gleich und ſchneiden ſich unter einem Winkel von 60°. Ein auf der Ebene der drei horizontalen Nebenaxen in ihrem Durchſchnittspunkte m errichtetes Perpendikel verbindet die Spitzen s und s' der beiden ſechsſeitigen Pyramiden Fig. 621; es es iſt dies die Hauptaxe des Kryſtalls. Beim Bergkryſtall verhält ſich die Länge einer Nebenaxe zur Länge der Hauptaxe wie 1 zu 1,1.

Wenn die horizontalen Kanten der doppelt ſechsſeitigen Pyramide durch Flächen abgeſtumpft ſind, welche der Hauptaxe parallel laufen, ſo entſteht eine regelmäßige ſechsſeitige Säule, welche oben und unten durch eine ſechsſeitige Pyramide begränzt iſt; es iſt dies die gewöhnlichſte Form des Bergkryſtalls; nur iſt er in der Regel mit dem einen Ende aufgewachſen, ſo daß er nur an einem Ende regelmäßig begränzt iſt.

In Fig. 624 ist die sechsseitige Säule oben und unten durch eine ebene Fläche begränzt, welche auf der Hauptaxe rechtwinklig steht; es ist dies eine Form, welche am Kalkspathe häufig beobachtet wird.

Fig. 624.

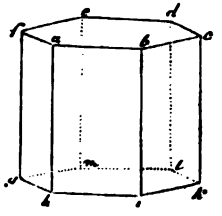
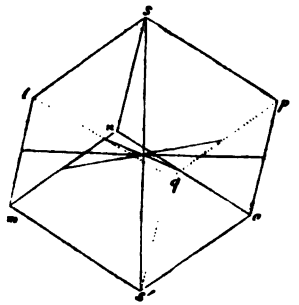


Fig. 625.



Das Rhomboeder Fig. 625 ist die hemiedrische Gestalt der doppelt sechsseitigen Pyramide, d. h. man kann sich aus dieser das Rhomboeder dadurch abgeleitet denken, daß die Hälfte der Flächen bis zum Verschwinden der übrigen wächst. Wenn z. B. in Fig. 621 von den oberen Flächen *bcs*, *des* und *fas*, von den unteren aber *abs'*, *cds'* und *efs'* bis zum Verschwinden der übrigen Flächen wachsen, so entsteht das Rhomboeder Fig. 625, in welches zur Erleichterung der Uebersicht die Axen noch eingezeichnet sind.

Beim Kalkspathe verhält sich die Länge einer Nebenaxe zu der Hauptaxe wie 1 zu 0,854.

Die Kanten eines Kalkspathrhomboeders sind nicht gleichartig; jede der drei Kanten nämlich, welche in *s* zusammentreffen, ist durch zwei Flächen gebildet, die sich hier unter einem Winkel von 105° 5′ schneiden; dasselbe gilt von den drei in *s'* zusammentreffenden Kanten, während in den Kanten *lm*, *mn*, *no*, *op*, *pq* sich immer zwei Flächen unter einem Winkel von 74°55′ schneiden. Man hat also an einem solchen Rhomboeder stumpfe und scharfe Kanten zu unterscheiden.

Auch die Ecken eines Rhomboeders sind von zweierlei Art; in *s* und *s'* nämlich treffen immer drei stumpfe Kanten zusammen, in jeder der anderen Ecken aber zwei scharfe und eine stumpfe; um die Ecken *s* und *s'* von den übrigen zu unterscheiden, wollen wir sie stumpfe Ecken nennen.

Denken wir uns die scharfen Kanten *lm*, *mn*, *no*, *op*, *pq*, und *ql* des Rhomboeders durch Flächen abgestumpft, welche der Hauptaxe parallel laufen, so entsteht eine sechsseitige Säule, welche oben sowohl als unten durch Rhomboederflächen begränzt ist, eine Combination, welche auch öfters beim Kalkspathe gefunden wird.

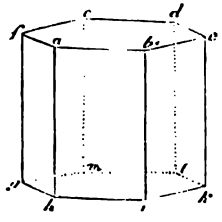
Die Hauptaxe des Kryſtalls geht durch die Mitte der ſtumpfen Ecken, d. h. ſie macht gleiche Winkel mit jeder der drei ſtumpfen Kanten.

Wir haben bisher nur ſolche Rhomboeder betrachtet, an welchen alle Flächen gleichmäßig ausgebildet ſind, was meiſtens nicht der Fall iſt. Ein ganz gleichmäßig ausgebildetes Rhomboeder dürfte man z. B. nur in zwei Stücke ſpalten, um zwei rhomboedriſche Stücke zu erhalten, deren einzelne Flächen nicht mehr gleich ſind. Durch eine ſolche Zertheilung iſt aber die gegenſeitige Lage der Flächen, die Größe der Winkel nicht im mindeſten geändert; man unterſcheidet vor wie nach ſcharfe und ſtumpfe Kanten, ſpitze und ſtumpfe Ecken. Die Richtung der Hauptaxe iſt immer derjenigen Linie parallel, welche gleiche Winkel mit jeder der drei in einem ſtumpfen Eck zuſammenlaufenden Kanten macht.

237 **Erſcheinungen, welche man durch Kalkſpathsprismen bobachtet.** Wenn man ein Prisma aus Kalkſpath verfertigt, ſo ſieht man durch daſſelbe in der Regel zwei Bilder eines und deſſelben Gegenſtandes, und zwar iſt der Abſtand der beiden Bilder nicht allein von dem brechenden Winkel des Prismas, ſondern auch von der Richtung abhängig, in welcher die Strahlen den Kryſtall durchlaufen.

Nehmen wir ein Kalkſpathprisma zur Hand, deſſen brechende Kante mit der kryſtallographiſchen Hauptaxe des Minerals parallel iſt. Ein ſolches Prisma läßt ſich am leichteſten aus einem, in Form einer ſechsſeitigen Säule kryſtalliſirten Kalkſpathe verfertigen, wenn ein ſolcher Kryſtall nur groß und durchſichtig genug iſt. Wenn die Säulenflächen eines ſolchen Kryſtalls eben genug ſind, ſo kann man ihn ohne weitere Bearbeitung ſchon zu unſeren Verſuchen anwenden, indem zwei Säulenflächen, welche weder mit einander parallel ſind, noch gerade an einander ſtoßen, wie die Flächen *abhi* und *dckl*, Fig. 626, einen Winkel von 60° mit einander bilden, alſo ohne Weiteres als die brechenden Flächen eines Prismas dienen können. Um durch dieſe beiden Flächen einen Gegenſtand recht bequem bobachten zu können, wird man am beſten thun, alle anderen Säulenflächen matt zu ſchleifen oder ſchwarz anzuſtreichen. Sollten die beiden Säulenflächen, durch welche man beobachten will, wie es oft der Fall iſt, nicht ganz eben, ſondern etwas geſtreift ſeyn, ſo muß man ſie eben ſchleifen und poliren.

Fig. 626.



Betrachtet man durch ein ſolches Prisma irgend einen Gegenſtand, etwa eine Kerzenflamme, ſo ſind die beiden Bilder ſehr weit von einander entfernt; weil es aber bequemer iſt, wenn die beiden Bilder näher beiſammen liegen, indem man ſie alsdann leichter gleichzeitig überſehen kann,

ſo iſt ein Prisma vorzuziehen, deſſen brechender Winkel kleiner iſt; ein ſolches Prisma läßt ſich aber auch leicht aus einer ſechsſeitigen Säule verfertigen, indem man eine Fläche anſchleift, welche etwa durch die Kanten ah und ck, und eine zweite, welche durch die Kanten ck und fg geht. Die brechenden Flächen $ahck$ und $fgck$, welche ſich in der Kante ck ſchneiden, machen nur einen Winkel von 30° mit einander.

Auch aus Rhomboedern kann man ſolche Prismen ſchleifen, deren brechende Kante der Axe parallel iſt, und zwar wird man aus Rhomboedern ſchönere und größere Prismen erhalten, weil man wohl große Kalkſpathrhomboeder, aber ſelten große Säulen findet; doch läßt ſich die Art und Weiſe, wie man aus Rhomboedern ſolche Prismen ſchleifen kann, nicht ſo leicht beſchreiben, jedenfalls würde uns eine nähere Auseinanderſetzung des Verfahrens zu weit führen.

Wenn man mit einem Kalkſpathprisma, deſſen brechende Kante der Axe parallel iſt, nach der auf Seite 394 angegebenen Methode den Brechungsexponenten für das am wenigſten abgelenkte Bild beſtimmt, ſo findet man den Werth 1,483, während man für das andere Bild den Brechungsexponenten 1,654 findet.

In dem eben betrachteten Falle bewegten ſich die beiden Strahlen, ſowohl der, welchen das am meiſten abgelenkte Bild gab, als auch der andere, in ſolchen Richtungen durch den Kryſtall, welche auf der Hauptaxe deſſelben rechtwinklig ſtehen.

Unterſucht man die beiden Bilder eines Kalkſpathprismas, deſſen brechende Ebenen irgend eine andere Lage gegen die Hauptaxe des Kryſtalls haben, als es in den bisher beſprochenen der Fall war, ſo werden die Strahlen das Prisma nicht mehr in ſolchen Richtungen durchlaufen, welche rechtwinklig zur Hauptaxe ſind. Beſtimmt man abermals die Brechungsexponenten der Strahlen, welche die beiden Bilder geben, ſo findet man für das am meiſten abgelenkte Bild wie vorher den Brechungsexponenten 1,654, für den Brechungsexponenten des andern Strahls findet man aber einen andern zwiſchen den Gränzen 1,654 und 1,483 liegenden Werth, der mit der Richtung variirt, in welcher der Strahl den Kryſtall durchläuft.

Der eine Strahl, deſſen Brechungsexponent beſtändig gleich 1,654 gefunden wird, folgt alſo ganz dem Geſetze der gewöhnlichen Brechung, er wird deshalb der gewöhnliche, der ordentliche oder der ordinäre Strahl genannt; der andere Strahl aber, für welchen kein unveränderliches Verhältniß zwiſchen dem Sinus des Einfallswinkels und dem Sinus des Brechungswinkels beſteht, heißt der ungewöhnliche, außerordentliche oder extraordinäre Strahl.

Da die ordinären Strahlen ſtets die am meiſten abgelenkten ſind, ſo

pflanzen ſie ſich auch mit geringerer Geſchwindigkeit im Kryſtalle fort als die extraordinären. Aus der Unveränderlichkeit der Brechungsexponenten, welche man für den ordinären Strahl aus allen Verſuchen erhält, ergiebt ſich, daß die ordinären Strahlen nach allen Richtungen hin den Kryſtall mit gleicher Geſchwindigkeit durchlaufen; für die ordinären Strahlen alſo, welche ſich von einem Punkte aus nach allen Seiten hin im Kalkſpathe verbreiten, iſt die Oberfläche der Lichtwellen kugelförmig, wie dies auch für die Lichtwellen der Fall iſt, welche ſich in einem einfach brechenden Mittel, etwa in Luft, in Waſſer, in Glas u. ſ. w. verbreiten.

Da man für die extraordinären Strahlen nicht immer denſelben Brechungsexponenten findet, ſo iſt klar, daß ſie ſich nicht nach allen Richtungen hin mit gleicher Geſchwindigkeit im Kryſtalle fortpflanzen, daß die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen alſo nicht kugelförmig ſeyn kann.

Suchen wir nun zu ermitteln, *wie* die Geſchwindigkeit der extraordinären Strahlen von der Richtung abhängt, in welcher ſie den Kryſtall durchlaufen.

Der kleinſte Werth, welchen man für den Brechungsexponenten der extraordinären Strahlen findet, iſt 1,483, und dieſen Werth findet man, wie ſchon erwähnt wurde, für den Fall, daß die extraordinären Strahlen in irgend einer Richtung den Kryſtall durchlaufen, welche rechtwinklig auf der Hauptaxe des Kryſtalls ſteht. Da der Brechungsexponent der extraordinären Strahlen für alle anderen Richtungen größer iſt, ſo iſt klar, daß ſich die extraordinären Strahlen im Kryſtall am ſchnellſten fortpflanzen, wenn die Richtung, in welcher ſie ihn durchlaufen, rechtwinklig auf der kryſtallographiſchen Hauptaxe ſteht.

Die Geſchwindigkeit der extraordinären Strahlen iſt um ſo geringer, je mehr ſich die Richtung, in welcher ſie den Kryſtall durchlaufen, der kryſtallographiſchen Hauptaxe nähert, in der Richtung dieſer Axe ſelbſt aber pflanzen ſich alle Strahlen mit einer ſolchen Geſchwindigkeit, wie ſie dem Brechungsexponenten 1,654 entſpricht, alſo mit der Geſchwindigkeit der ordinären Strahlen fort; in der Richtung der Hauptaxe findet alſo gleichſam gar keine doppelte Brechung Statt; dieſe Axe iſt alſo optiſch von jeder anderen Richtung im Kryſtalle verſchieden, ſie führt deshalb auch den Namen der *optiſchen Axe*. Daß in der Richtung der optiſchen Axe wirklich keine doppelte Brechung ſtattfindet, läßt ſich am einfachſten mit Hülfe eines Prismas zeigen, deſſen brechende Flächen *ab* und *bc*, Fig. 627, ungefähr gleich ſtark gegen die Richtung *lm* der optiſchn Axe geneigt ſind. Je nachdem man ein ſolches Prisma vor das Auge hält, ſieht man ein einziges oder zwei Bilder deſſelben Gegenſtandes; wenn man zwei Bilder

Fig. 627.

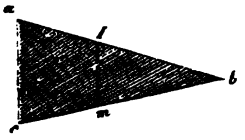
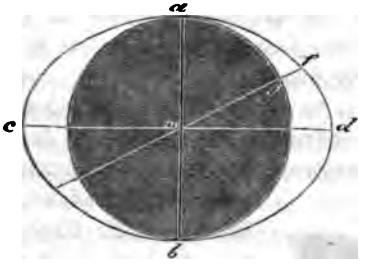


Fig. 628.



sieht, so kann man das Prisma so drehen, daß sich die beiden Bilder mehr und mehr einander nähern und daß sie endlich ganz zusammenfallen; in diesem Falle durchlaufen die gebrochenen Strahlen das Prisma in der Richtung der optischen Axe.

In Fig. 628 bezeichne die Linie $a\,b$ die Richtung der optischen Axe in einem Kalkspathkrystalle, die Länge $m\,a$ und $m\,b$ aber stelle die Geschwindigkeit der ordinären, $m\,c$ und $m\,d$ die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen dar, mit welcher sie sich rechtwinklig zur optischen Axe im Krystalle fortpflanzen.

Eine Ellipse, deren kleine Axe $a\,b$, deren große Axe aber $c\,d$ ist, stellt uns nun das Gesetz dar, nach welchem sich die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen im Krystalle mit ihrer Richtung ändert. Wollte man z. B. die Geschwindigkeit eines extraordinären Strahls ermitteln, dessen Richtung mit der optischen Axe einen Winkel von 60^0 macht, so hat man nur durch den Mittelpunkt m eine Linie $m\,f$ so zu ziehen, daß der Winkel $a\,m\,f$ gleich 60^0 ist; die Länge des Leitstrahls $m\,f$ stellt alsdann die Geschwindigkeit des extraordinären Strahls in der angegebenen Richtung dar, wenn $m\,a$ die Geschwindigkeit der ordinären und $m\,d$ das Maximum der Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen darstellt.

Sollte unsere Figur das Gesetz der Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen im Kalkspathe nicht allein der Art, sondern auch der Größe nach darstellen, so müßte sich die kleine Axe der Ellipse zur großen wie 1,483 zu 1,654 verhalten.

Denken wir uns um den Punkt m einen Kreis mit dem Radius $m\,a$ gezogen und alsdann die ganze Figur um die Axe $a\,b$ umgedreht, so entsteht durch die Umdrehung des Kreises eine Kugel, durch die Umdrehung der Ellipse aber ein Ellipsoid; die Kugel stellt die Wellenoberfläche der ordinären, das Ellipsoid die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen dar.

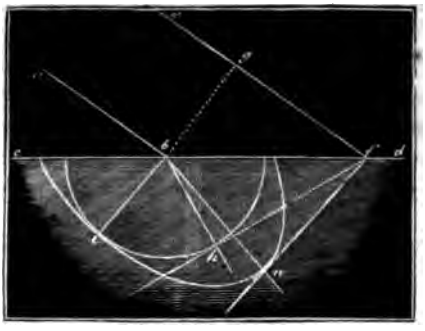
Denken wir uns irgend einen Punkt im Innern eines Kalkspathkrystalls, von welchem nach allen Seiten hin ordinäre Strahlen ausgehen, so werden sie sich nach allen Seiten mit gleicher Geschwindigkeit verbreiten; gleichzeitig von jenem Mittelpunkte ausgehend, werden sie auch

gleichzeitig auf der Oberfläche einer um dieſen Mittelpunkt gelegten Kugel ankommen; dieſe Kugel iſt die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen.

In gleicher Weiſe bilden auch die von einem Punkte nach allen Richtungen hin ausgehenden extraordinären Strahlen ein Wellenſyſtem, deſſen Oberfläche aber keine Kugel, ſondern ein Ellipſoid iſt. In unſerem Falle iſt die Kugel, welche die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen darſtellt, ganz von dieſem Ellipſoid eingehüllt, da ſich ja die ordinären Strahlen langſamer fortpflanzen als die extraordinären; nur in zwei Punkten berührt die Kugel das Ellipſoid, denn die kleine Axe des Ellipſoids iſt ja zugleich ein Durchmeſſer der Kugel.

Dies vorausgeſetzt, iſt es nun leicht, die Richtung der beiden gebrochenen Strahlen im Kalkſpathe durch Conſtruction zu finden. Es ſey in Fig. 629 $a\,b$ die Richtung des einfallenden Strahls, $c\,d$ die Oberfläche des Kalkſpathkryſtalls, ſo findet man die Richtung des ordinären gebrochenen Strahls nach der ſchon oben, Seite 497, angegebenen Conſtruction; man zieht nämlich $e\,f$ mit $a\,b$ parallel, fällt von b aus das Perpendikel $b\,g$ auf dieſe Linie und beſchreibt dann um b einen Kreis, deſſen Halbmeſſer ſich zu der Länge $g\,f$ verhält wie 1 zu 1,654; zieht man von f aus eine Tangente an den Kreis, ſo iſt die von b nach dem Berührungspunkte h gezogene Linie die Richtung des gebrochenen ordinären Strahls. Wenn nun die optiſche Axe des Kryſtalls mit der Richtung $b\,i$ zuſammenfällt, ſo iſt der Durchſchnitt der Papierebene mit der Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen die in unſerer Figur gezeichnete Ellipſe; um nun die Richtung des gebrochenen extraordinären Strahls zu finden, hat man nur von f aus eine Tangente an die Ellipſe und dann von b aus nach dem Berührungspunkte n eine Linie zu ziehen, welche letztere dann die Richtung des gebrochenen extraordinären Strahls iſt.

Fig. 629.

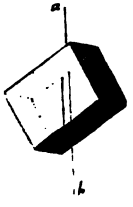


Wir haben bei der eben angegebenen Conſtruction nur einen beſondern Fall vor Augen gehabt, nämlich daß die optiſche Axe des Kryſtalls in der Einfallsebene des Strahls $a\,b$ liegt, daß alſo die optiſche Axe mit der Ebene der Figur zuſammenfällt; wenn dies nicht der Fall iſt, läßt ſich die

Richtung des extraordinären Strahls nicht durch Zeichnung ermitteln, weil er alsdann aus der Ebene des Papiers heraustritt; um nämlich die Richtung des extraordinären Strahls zu finden, hätte man durch *f* eine Linie rechtwinklig zur Ebene des Papiers und durch diese Linie eine berührende Ebene an die ellipsoidische Wellenfläche der extraordinären Strahlen zu legen; nach dem Berührungspunkte dieser Ebene und des Ellipsoids, welcher im Allgemeinen außerhalb der Einfallsebene liegt, hat man dann von *b* aus eine Linie zu ziehen.

Aus dieser Construction, welche schon von Huyghens angegeben worden ist, ergiebt sich, daß der extraordinäre Strahl nicht immer in der Einfallsebene bleibt, was bei der gewöhnlichen Brechung stets der Fall ist. Um durch den Versuch zu zeigen, daß der extraordinäre Strahl nicht immer mit der Einfallsebene zusammenfällt, verfährt man am einfachsten auf folgende Art: Man ziehe auf ein Blatt weißen Papiers eine gerade Linie und bringe das Auge in irgend einen Punkt der durch die Linie gelegten Vertikalebene, etwa vertikal über den Punkt *b*, Fig. 630. Legt man nun ein Kalkspathrhomboeder so auf das Papier, daß dadurch ein Theil der Linie bedeckt wird, so sieht man im Krystall ein doppeltes Bild der Linie; das eine Bild fällt in die Richtung *a b*, die Strahlen, die es erzeugen, bleiben also in der Einfallsebene, das andere Bild hingegen liegt rechts oder links von *a b*, die Strahlen, welche dieses Bild erzeugen, sind also nicht in der durch die Linie *a b* und das Auge gelegten Einfallsebene geblieben. Nur in einem besondern Falle fällt auch das extraordinäre Bild in die Einfallsebene wenn nämlich die optische Axe des Krystalls selbst in der Einfallsebene, liegt; in diesem Falle decken sich auch die beiden Bilder der Linie.

Fig. 630.



Einaxige Krystalle. Einaxig heißen solche Krystalle, welche nur 238
eine optische Axe haben, d. h. in denen es nur eine einzige Richtung giebt, nach welcher der Krystall von allen Lichtwellen mit gleicher Geschwindigkeit durchlaufen wird, wie dies beim Kalkspath und bei vielen anderen Krystallen der Fall ist, die wir bald werden kennen lernen.

Beim Kalkspathe werden die ordinären Strahlen stärker gebrochen als die extraordinären; alle einaxigen Krystalle nun, bei welchen dies ebenso der Fall ist, werden negative Krystalle genannt. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten der bis jetzt bekannten einaxigen negativen Krystalle aufgezählt.

Kalkſpath (kohlenſaurer Kalk)	Glimmer von Kariat
Bitterſpath (kohlenſaure Kalkmagneſia)	Phosphorſaures Bleioxyd
Braunſpath (kohlenſaures Kalkeiſen)	Strontianhydrat
Turmalin	Saures arſenikſaures Kali
Rubellit	Chlorſtrontium
Corund	Chlorcalcium
Saphir	Honigſtein
Rubin	Schwefelſaures Nickeloxid
Smaragd	Blutlaugenſalz
Beryll	Phosphorſaurer Kalk
Apatit	Arſenikſaures Bleioxyd
Idocras (Veſuvian)	Salpeterſaures Natron.
Wernerit.	

Solche einaxigen Kryſtalle, bei denen die extraordinären Strahlen ſtärker gebrochen werden, heißen poſitive; folgende ſind die wichtigſten einaxigen poſitiven Kryſtalle.

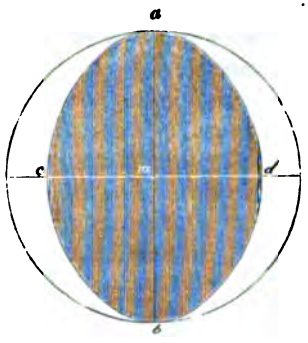
Zirkon	Eſſigſaures Kalkkupfer
Quarz	Magneſiahydrat
Eiſenoxyd	Eis
Wolframſaures Zinoxyd	Titanit
Apophyllit	Zinnſtein.

Nehmen wir z. B. ein Bergkryſtallprisma, deſſen brechende Kante mit der kryſtallographiſchen Hauptaxe parallel iſt, alſo etwa geradezu eine ſechsſeitige Säule von Bergkryſtall, wie ſie ſich in der Natur finden, ſo kann dieſe ganz in derſelben Weiſe als Prisma dienen, wie ein in Form einer ſechsſeitigen Säule kryſtalliſirter Kalkſpath; durch ein ſolches natürliches Quarzprisma ſieht man die beiden Bilder weit weniger von einander entfernt, als es bei einem ſolchen Kalkſpathprisma der Fall iſt; es iſt alſo zu dieſen Verſuchen ſehr geeignet. Beſtimmt man nun mit Hülfe dieſes Prismas den Brechungsexponenten für die beiden Bilder, ſo findet man die Werthe 1,558 und 1,548. Schleift man ein Prisma nach irgend einer andern Richtung, ſo findet man für den am wenigſten abgelenkten Strahl abermals den Brechungsexponenten 1,548, für den andern Strahl aber einen Brechungsexponenten, welcher zwiſchen 1,558 und 1,548 liegt; der Brechungsexponent der extraordinären Strahlen iſt alſo ſtets größer als der der ordinären, die extraordinären werden alſo am ſtärkſten gebrochen.

Bei den einaxigen poſitiven Kryſtallen fällt, wie bei allen einaxigen Kryſtallen, die optiſche Axe mit der kryſtallographiſchen Hauptaxe zuſammen. Wenn nun in Fig. 631 *ma* und *mb* die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit der ordinären Strahlen, *mc* und *md* aber die geringere Fortpflanzungsgeſchwindigkeit der ſtärker brechbaren extraordinären Strahlen recht-

winklig zur optiſchen Axe darſtellen, wenn man ferner mit dem Halbmeſſer ma einen Kreis um m zieht, über die Axen ab und cb eine Ellipſe conſtruirt und ſich dann die ganze Figur um die Axe ab umgedreht denkt, ſo entſteht durch die Umdrehung des Kreiſes eine Kugel, durch die Umdrehung der Ellipſe ein Ellipſoid; die Kugel iſt die Wellenoberfläche der ordinären, das Ellipſoid die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen in einem einaxigen poſitiven Kryſtalle; hier iſt die große Axe der Ellipſe die Umdrehungsaxe des Ellipſoids, und das Ellipſoid wird ganz von der Kugel eingehüllt.

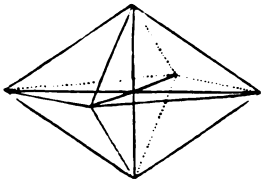
Fig. 631.



Zuſammenhang der Kryſtallform mit der doppelten Brechung. 239 Alle Kryſtalle, welche zum regulären Kryſtallſyſteme gehören, haben keine doppelte Brechung, alle Kryſtalle aber, welche zu irgend einem anderen Kryſtallſyſteme gehören, ſind doppeltbrechend. Optiſch einaxig ſind alle Kryſtalle des quadratiſchen und des hexagonalen Syſtems, alle Kryſtalle der drei folgenden Syſteme haben zwei optiſche Axen; von den zweiaxigen Kryſtallen wird noch weiter unten die Rede ſeyn.

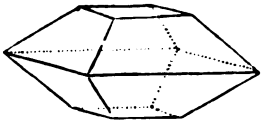
Die Grundgeſtalt des zwei- und einaxigen Kryſtallſyſtems iſt ein Octaeder mit quadratiſcher Baſis; die beiden horizontalen Axen dieſer Grundgeſtalt ſind einander gleich und ſchneiden ſich unter rechtem Winkel, die vertikale Hauptaxe aber, welche auf der Ebene der horizontalen Nebenaxen rechtwinklig ſteht, iſt entweder größer oder kleiner als dieſe Nebenaxen. Dieſe Grundform kommt ganz rein beim Honigſtein vor; bei dieſem Minerale verhält ſich die Länge einer Nebenaxe zur Länge der Hauptaxe wie 1 zu 0,746.

Fig. 632.



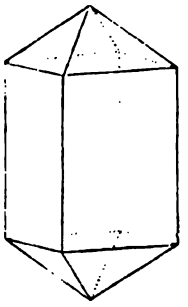
Wird das obere und untere Eck durch eine Fläche (die gerade Endfläche) abgeſtumpft, welche auf der Hauptaxe rechtwinklig ſteht, ſo entſteht die Combination Fig. 633, eine Form, welche ebenfalls beim Honigſtein und auch beim Apophyllit beobachtet wird; es iſt dies auch die Geſtalt, in welcher in der Regel das Blutlaugenſalz im Handel vorkommt. Das ſchwefelſaure Nickel-

Fig. 633.



oxyd kryſtalliſirt ebenfalls häufig in der Form eines oben und unten abgeſtumpften Quadratoctaeders.

Fig. 634.



Denken wir uns die horizontalen Kanten des Quadratoctaeders durch Flächen abgeſtumpft, welche mit der Hauptaxe parallel ſind, ſo entſteht die Combination Fig. 634, eine quadratiſche Säule, welche an beiden Enden durch die Flächen des Quadratoctaeders begränzt iſt. Dies iſt die Kryſtallform des ſauren arſenikſauren Kalis; auch der Zirkon kommt meiſtens als quadratiſche Säule vor.

Wenn jede der vertikalen Kanten der Säule, Fig. 634, durch eine Fläche abgeſtumpft wird, welche auf der einen Nebenaxe rechtwinklig ſteht, ſo entſteht eine 8ſeitige Säule. Dieſe 8ſeitige Säule oben und unten durch die gerade Endfläche begränzt, iſt die Form, in welcher gewöhnlich das eſſigſaure Kalkkupfer kryſtalliſirt; manchmal kommt auch dieſe Form noch mit Octaederflächen combinirt vor.

Außer den eben beſprochenen gehören auch noch folgende der oben angeführten optiſch einaxigen Kryſtalle dem quadratiſchen Kryſtallſyſtem an: Wernerit, Veſuvian, Rutil, Zinnſtein.

Alle übrigen oben als optiſch einaxig angeführten Kryſtalle gehören dem hexagonalen Kryſtallſyſtem an, welches ſchon bei Gelegenheit der Kryſtallform des Kalkſpaths weiter beſprochen worden iſt.

Bei allen optiſch einaxigen Kryſtallen fällt die Richtung der optiſchen Axe mit der kryſtallographiſchen Hauptaxe zuſammen.

240 **Polariſation durch doppelte Brechung.** Wenn man die Lichtſtrahlen genauer unterſucht, welche durch irgend einen doppeltbrechenden Körper hindurchgegangen ſind, ſo findet man, daß ſie ſtets polariſirt ſind. Am leichteſten kann man ſich davon auf folgende Weiſe überzeugen: Man halte irgend ein doppeltbrechendes Prisma vor das Auge, ſo wird man von einem und demſelben Gegenſtande zwei Bilder ſehen; hält man nun zwiſchen das Auge und das Prisma eine polariſirende Turmalinplatte, ſo wird man leicht eine beſtimmte Stellung derſelben ausmitteln können, bei welcher nur eins der beiden Bilder im Prisma ſichtbar iſt; dreht man alsdann die Turmalinplatte in ihrer Ebene langſam um, ſo wird alsbald das zweite Bild auch ſichtbar werden; je weiter man dreht, deſto lichtſchwächer wird das erſte Bild, während das zweite ſtärker wird, und wenn man endlich um 90° gedreht hat, ſo verſchwindet das erſte Bild, und nur das

zweite iſt ſichtbar. Daraus geht nun nicht allein hervor, daß die Lichtſtrahlen der beiden Bilder polariſirt ſind, ſondern auch, daß die Polariſationsebene des einen Bildes rechtwinklig auf der Polariſationsebene des andern ſteht oder, mit anderen Worten, daß die beiden Strahlenarten, welche ſich durch einen doppeltbrechenden Kryſtall fortpflanzen, rechtwinklig zu einander polariſirt ſind.

Nehmen wir ein Kalkſpathprisma zur Hand, deſſen brechende Kante mit der optiſchen Axe parallel iſt. Die beiden Bilder irgend eines Gegenſtandes, etwa einer Kerzenflamme, welche man durch das Prisma ſieht, liegen neben einander, wenn man die Kante des Prismas vertikal hält. Bringt man nun eine Turmalinplatte zwiſchen das Prisma und das Auge, ſo verſchwindet bald das eine, bald das andere Bild, je nachdem man der Turmalinplatte verſchiedene Stellungen giebt.

Das eine Bild verſchwindet, wenn die kryſtallographiſche Hauptaxe der Turmalinplatte vertikal, alſo parallel mit der Kante des Prismas gehalten wird, das andere Bild verſchwindet, wenn die Axe der Turmalinplatte wagerecht ſteht.

Nun aber läßt die Turmalinplatte nur ſolche polariſirten Strahlen durch, deren Schwingungen mit ihrer Hauptaxe parallel ſind; hält man alſo die Platte ſo, daß ihre Axe ſenkrecht ſteht, ſo gehen nur die vertikalen Oscillationen durch, hält man ſie aber wagerecht, ſo werden nur wagerechte Schwingungen durchgelaſſen.

Da nun in den beiden Gränzlagen, wenn nämlich die Axe der Turmalinplatte vertikal oder wagerecht iſt, nur ein Bild ſichtbar iſt, ſo geht daraus hervor, daß die Vibrationen, welche das eine Bild erzeugen, parallel mit der optiſchen Axe des Kalkſpathprismas ſind, während die Aethervibrationen, welche den anderen Strahl fortpflanzen, in einer Ebene vor ſich gehen, welche auf der optiſchen Axe rechtwinklig ſteht.

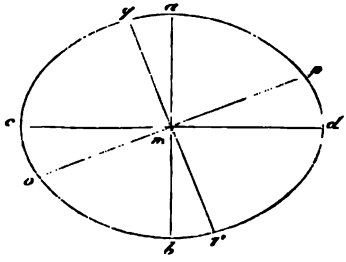
Wie man auch ein Prisma aus Kalkſpath oder irgend einem anderen einaxigen doppeltbrechenden Kryſtalle ſchneiden mag, ſtets findet man, wenn man die beiden Bilder mit Hülfe einer Turmalinplatte unterſucht, daß ſie rechtwinklig zu einander polariſirt ſind; die Richtung, nach welcher die Vibrationen für die beiden Strahlen ſtattfinden, läßt ſich aber auf folgende Weiſe beſtimmen.

Denkt man ſich durch die Richtung, in welcher ein Lichtſtrahl den Kryſtall durchläuft, und durch die Richtung der optiſchen Axe eine Ebene gelegt, ſo wird eine ſolche Ebene ein Hauptſchnitt genannt; die Schwingungen des ordinären Strahls ſind nun ſtets rechtwinklig auf der Ebene des Hauptſchnitts, alſo auch rechtwinklig auf der Richtung der optiſchen Axe; die Schwingungen, welche den extraordinären Strahl fortpflanzen, finden dagegen in der Ebene des Hauptſchnitts Statt.

241 **Erklärung der doppelten Brechung durch die Vibrationstheorie.** Um die bisher beſprochenen Erſcheinungen der doppelten Brechung zu erklären, nimmt die Undulationstheorie an, daß in allen doppeltbrechenden Kryſtallen die Elaſticität des Aethers, durch deſſen Vibrationen ſich die Lichtſtrahlen fortpflanzen, nicht nach allen Richtungen dieſelbe ſey.

So iſt z. B. im Kalkſpathe die Elaſticität des Aethers in der Richtung der kryſtallographiſchen Hauptaxe größer als nach jeder andern Richtung, dahingegen iſt die Elaſticität des Aethers im Kalkſpath ein Minimum nach allen Richtungen, welche auf der Axe rechtwinklig ſtehen.

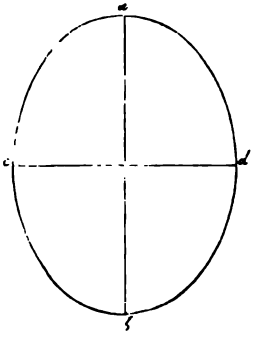
Fig. 635.



Stellen wir durch ab, Fig. 635, die Elaſticität des Aethers in der Richtung der optiſchen Axe eines poſitiven Kryſtalls, durch cd die Elaſticität rechtwinklig zur optiſchen Axe dar; beſchreiben wir ferner eine Ellipſe, deren kleine Axe ab, deren große Axe aber cd iſt, denken wir uns alsdann die ganze Figur um die Axe ab umgedreht, ſo entſteht ein Umdrehungsellipſoid, welches das Geſetz darſtellt, nach welchem ſich die Elaſticität des Aethers nach verſchiedenen Richtungen ändert. Dieſes Umdrehungsellipſoid führt den Namen der Elaſticitätsoberfläche, und zwar iſt es die Elaſticitätsoberfläche für einaxige poſitive Kryſtalle.

Bei negativen Kryſtallen iſt die Elaſticität des Aethers in der Richtung der optiſchen Axe größer als nach jeder anderen Richtung, ein Minimum aber nach allen Richtungen, welche auf der optiſchen Axe rechtwinklig ſtehen. Wenn in der Ellipſe, Fig. 636, die große Axe ab die Elaſticität des Aethers in einem einaxigen negativen Kryſtalle, die kleine Axe cd aber die Elaſticität des Aethers rechtwinklig zur optiſchen Axe darſtellt, ſo entſteht durch Umdrehung dieſer Ellipſe um die große Axe ab die Elaſticitätsoberfläche einaxiger negativer Kryſtalle.

Fig. 636.



Jede durch die optiſche Axe eines einaxigen Kryſtalls gelegte Ebene ſchneidet ſeine Elaſticitätsoberfläche in einer Ellipſe, jede auf der optiſchen Axe rechtwinklig ſtehende Ebene ſchneidet ſie aber in einem Kreiſe.

Die Fig. 635 ſtellt uns den Durchſchnitt der Elaſticitätsoberfläche eines

positiven Kryſtalls mit einer durch ſeine optiſche Axe gelegten Ebene dar; wenn nun ein Lichtſtrahl rechtwinklig zu dieſer Ebene, alſo auch rechtwinklig zur optiſchen Axe durch den Kryſtall hindurchgeht, ſo wird die Geſchwindigkeit, mit welcher er ſich fortpflanzt, von der Richtung abhängen, in welcher die ihn erzeugenden Vibrationen ſtattfinden. Wenn m die Projection des ſich rechtwinklig zur Ebene des Papiers fortpflanzenden Strahls iſt, ſo können ſeine Vibrationen in der Richtung $a\,b$ oder in der Richtung $c\,d$ ſtattfinden.

Die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit der Lichtſtrahlen hängt nur von der Elaſticität des Aethers in der Richtung ab, nach welcher die Vibrationen ſtattfinden; da aber in der Richtung $a\,b$ der Aether eine geringere Elaſticität hat als in der Richtung $c\,d$, ſo werden die parallel mit $a\,b$ vor ſich gehenden Schwingungen ſich langſamer fortpflanzen als die Vibrationen, welche parallel mit $c\,d$ ſtattfinden, obgleich für beide Vibrationsarten die Richtung des Lichtſtrahls dieſelbe iſt.

Die Geſchwindigkeit eines Lichtſtrahls, welcher ſich rechtwinklig zur optiſchen Axe des Kryſtalls fortpflanzt, würde alle möglichen zwiſchen den beiden Gränzen liegenden Werthe haben können, welche den Schwingungsrichtungen $a\,b$ und $c\,d$ entſprechen, wenn überhaupt ſolche Schwingungen, deren Richtung zwiſchen $a\,b$ und $c\,d$ fällt, ſich rechtwinklig zur Axe des Kryſtalls durch denſelben fortpflanzen könnten. Die oben angeführten Verſuche beweiſen aber, daß ſich rechtwinklig zur optiſchen Axe nur ſolche Strahlen fortpflanzen, deren Schwingungsrichtung mit der Richtung der optiſchen Axe zuſammenfällt oder auf ihr rechtwinklig ſteht; alſo nur Schwingungen, die parallel mit der kleinen Axe $a\,b$ oder parallel mit der großen Axe $c\,d$ der Ellipſe, Fig. 637 (a. f. S.), ſind, pflanzen einen Lichtſtrahl rechtwinklig zur optiſchen Axe des Kryſtalls fort.

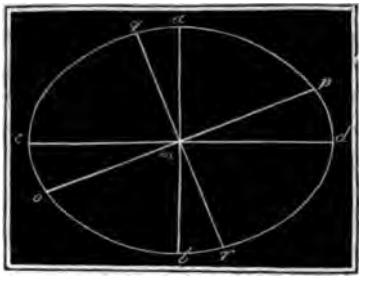
Jede durch den Mittelpunkt der Elaſticitätsoberfläche gelegte Ebene ſchneidet dieſelbe in einer Ellipſe, wenn ſie nicht gerade rechtwinklig auf der optiſchen Axe ſteht, denn in dieſem Falle iſt die Durchſchnittslinie ein Kreis; wenn nun ein Lichtſtrahl rechtwinklig zu der Ebene eines ſolchen elliptiſchen Schnittes den Kryſtall durchläuft, ſo müſſen die ihn fortpflanzenden Vibrationen mit der Ebene des elliptiſchen Schnittes parallel ſeyn; allein nur ſolche Vibrationen pflanzen ſich durch den Kryſtall fort, die mit der großen oder der kleinen Axe des elliptiſchen Schnittes parallel ſind; und ſomit werden in jeder Richtung zwei Strahlen mit verſchiedener Geſchwindigkeit den Kryſtall durchlaufen können, je nachdem die Vibrationen, welche den Strahl fortpflanzen, mit der großen oder mit der kleinen Axe des auf der Richtung des Strahls rechtwinkligen elliptiſchen Schnittes parallel ſind.

In welcher Richtung ein Lichtſtrahl auch den Kryſtall durchlaufen mag, ſo wird doch eine auf ſeiner Richtung rechtwinklige Ebene die Elaſticitäts-

oberfläche in einer Ellipſe ſchneiden, deren eine Axe rechtwinklig auf der optiſchen Axe des Kryſtalls ſteht, während die andere Axe in die Ebene fällt, welche man durch die Richtung des Strahls und die Richtung der optiſchen Axe legen kann, und die wir ſchon früher mit dem Namen des Hauptſchnitts bezeichnet haben.

Nehmen wir z. B. an, es pflanze ſich ein Lichtſtrahl in der Richtung op, Fig. 637, durch den Kryſtall fort, ſo wird eine auf dieſer Richtung rechtwinklige, durch die Mitte der Elaſticitätsoberfläche gelegte Ebene dieſe in einer Ellipſe ſchneiden, welche, weil ſie auf der Ebene der Figur rechtwinklig ſteht, hier als Linie qr verkürzt erſcheint; die eine Axe des elliptiſchen Schnittes iſt qr, und dieſe Axe liegt in der durch die Richtung des Strahls op und die optiſche Axe ab gelegten Ebene (hier die Ebene des Papiers), die andere Axe des elliptiſchen Schnittes erſcheint in unſerer Figur zum Punkte verkürzt, ſie fällt mit einem in m auf der Ebene des Papiers errichteten Perpendikel zuſammen; die Länge dieſer Axe aber iſt gleich der Axe cd, weil ja die Elaſticität des Aethers nach allen Richtungen hin, welche auf der Axe ab rechtwinklig ſind, dieſelbe iſt.

Fig. 637.



Nach dieſen Betrachtungen begreift man nun ſehr wohl, warum die ordinären Strahlen ſich nach allen Richtungen hin mit gleicher Geſchwindigkeit im Kryſtalle forpflanzen, da ja ihre Vibrationen ſtets rechtwinklig zur optiſchen Axe ſind und die Elaſticität des Aethers nach allen auf der optiſchen Axe rechtwinkligen Richtungen dieſelbe iſt; die Geſchwindigkeit der extraordinären Strahlen aber, deren Vibrationen in der Ebene des Hauptſchnittes vor ſich gehen, hängt von der Richtung der Strahlen ab. Wenn ein extraordinärer Strahl rechtwinklig zur optiſchen Axe den Kryſtall durchläuft, ſo finden ſeine Vibrationen in der Richtung der optiſchen Axe Statt: je mehr ſich aber die Richtung des extraordinären Strahls der Richtung der optiſchen Axe nähert, deſto mehr nähert ſich der Winkel, den ſeine Vibrationen mit der optiſchen Axe machen, einem rechten, deſto weniger iſt alſo ſeine Geſchwindigkeit von der Geſchwindigkeit der ordinären Strahlen verſchieden.

Die Vibrationen eines Strahls, welcher den Kryſtall in der Richtung der optiſchen Axe durchläuft, ſind rechtwinklig zur optiſchen Axe; da aber die Elaſticität des Aethers nach allen auf der optiſchen Axe rechtwinkligen Richtungen dieſelbe iſt, ſo findet für Strahlen, deren Richtung mit der optiſchen Axe zuſammenfällt, keine Verſchiedenheit in der Geſchwindigkeit Statt.

Da in einem positiven Krystalle die Elasticität des Aethers rechtwinklig zur optischen Axe ein Maximum ist, pflanzen sich auch die ordinären Strahlen, deren Vibrationen rechtwinklig zur optischen Axe vor sich gehen, schneller im Krystalle fort als die extraordinären; die ordinären Strahlen werden also weniger stark gebrochen als die extraordinären, in negativen Krystallen dagegen werden die ordinären Strahlen am stärksten gebrochen, weil die Elasticität des Aethers rechtwinklig zur optischen Axe in diesen Krystallen ein Minimum ist, weil sich also die ordinären Strahlen langsamer im Krystalle fortpflanzen als die extraordinären.

Diese Betrachtungen enthalten auch den Grund, warum man annimmt, daß die Vibrationen eines polarisirten Lichtstrahls rechtwinklig zu seiner Polarisationsebene stattfinden. Um die gleichförmige Fortpflanzungsgeschwindigkeit der ordinären Strahlen zu erklären, müssen wir nothwendig annehmen, daß ihre Schwingungen rechtwinklig zur optischen Axe stattfinden. Wenn man nun ein Kalkspathprisma vor das Auge hält, dessen brechende Kante mit der optischen Axe parallel ist, so muß man, um das extraordinäre Bild verschwinden zu machen, eine Turmalinplatte so zwischen das Auge und das Prisma bringen, daß die krystallographische Hauptaxe der Turmalinplatte rechtwinklig auf der optischen Axe des Prismas steht; da nun die Vibrationen des durch die Turmalinplatte noch sichtbaren Bildes rechtwinklig zur optischen Axe des Kalkspaths sind, so ist klar, daß eine Turmalinplatte gerade solche Vibrationen durchläßt, welche mit ihrer krystallographischen Axe parallel sind, wie wir dies oben schon ohne Weiteres angenommen haben. Wenn man aber durch eine Turmalinplatte nach dem unteren Spiegel eines Polarisationsapparates sieht, so bleibt das Gesichtsfeld hell, wenn die krystallographische Axe der Turmalinplatte, also die Schwingungsrichtung der durchgelassenen Strahlen, auf der Reflexionsebene des unteren Spiegels, also auf der Polarisationsebene der zur Turmalinplatte gelangenden Strahlen, rechtwinklig steht.

Doppeltbrechende Prismen als polarisirende Apparate. Da 242
alle Strahlen, welche einen doppeltbrechenden Krystall durchlaufen haben, polarisirt sind, so kann man auch doppeltbrechende Prismen statt der Polarisationsspiegel oder statt der Turmalinplatten anwenden; namentlich lassen sich doppeltbrechende Prismen sehr gut statt des Zerlegungsspiegels als Kopf des Polarisationsapparates anwenden.

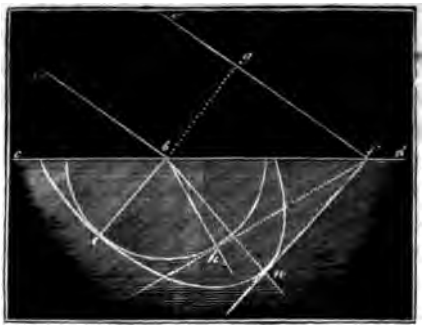
Wenn man ein doppeltbrechendes Prisma als Zerleger im Polarisationsapparate anwenden will, ist es zweckmäßig, dasselbe durch ein Glasprisma zu achromatisiren, damit die prismatische Farbenzerstreuung und die Ablenkung der Bilder nicht störend wirkt. Wenn man ein Kalkspathprisma und ein Glasprisma von gleichem brechenden Winkel zusammenkittet, so findet für den ordinären Strahl weder eine Ablenkung, noch eine Farben-

gleichzeitig auf der Oberfläche einer um dieſen Mittelpunkt gelegten Kugel ankommen; dieſe Kugel iſt die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen.

In gleicher Weiſe bilden auch die von einem Punkte nach allen Richtungen hin ausgehenden extraordinären Strahlen ein Wellenſyſtem, deſſen Oberfläche aber keine Kugel, ſondern ein Ellipſoid iſt. In unſerem Falle iſt die Kugel, welche die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen darſtellt, ganz von dieſem Ellipſoid eingehüllt, da ſich ja die ordinären Strahlen langſamer fortpflanzen als die extraordinären; nur in zwei Punkten berührt die Kugel das Ellipſoid, denn die kleine Axe des Ellipſoids iſt ja zugleich ein Durchmeſſer der Kugel.

Dies vorausgeſetzt, iſt es nun leicht, die Richtung der beiden gebrochenen Strahlen im Kalkſpathe durch Conſtruction zu finden. Es ſey in Fig. 629 $a\,b$ die Richtung des einfallenden Strahls, $c\,d$ die Oberfläche des Kalkſpathkryſtalls, ſo findet man die Richtung des ordinären gebrochenen Strahls nach der ſchon oben, Seite 497, angegebenen Conſtruction; man zieht nämlich $e\,f$ mit $a\,b$ parallel, fällt von b aus das Perpendikel $b\,g$ auf dieſe Linie und beſchreibt dann um b einen Kreis, deſſen Halbmeſſer ſich zu der Länge $g\,f$ verhält wie 1 zu 1,654; zieht man von f aus eine Tangente an den Kreis, ſo iſt die von b nach dem Berührungspunkte h gezogene Linie die Richtung des gebrochenen ordinären Strahls. Wenn nun die optiſche Axe des Kryſtalls mit der Richtung $b\,i$ zuſammenfällt, ſo iſt der Durchſchnitt der Papierebene mit der Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen die in unſerer Figur gezeichnete Ellipſe; um nun die Richtung des gebrochenen extraordinären Strahls zu finden, hat man nur von f aus eine Tangente an die Ellipſe und dann von b aus nach dem Berührungspunkte n eine Linie zu ziehen, welche letztere dann die Richtung des gebrochenen extraordinären Strahls iſt.

Fig. 629.

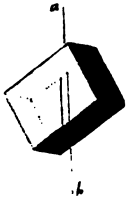


Wir haben bei der eben angegebenen Conſtruction nur einen beſondern Fall vor Augen gehabt, nämlich daß die optiſche Axe des Kryſtalls in der Einfallsebene des Strahls $a\,b$ liegt, daß alſo die optiſche Axe mit der Ebene der Figur zuſammenfällt; wenn dies nicht der Fall iſt, läßt ſich die

Richtung des extraordinären Strahls nicht durch Zeichnung ermitteln, weil er alsdann aus der Ebene des Papiers heraustritt; um nämlich die Richtung des extraordinären Strahls zu finden, hätte man durch *f* eine Linie rechtwinklig zur Ebene des Papiers und durch diese Linie eine berührende Ebene an die ellipsoidische Wellenfläche der extraordinären Strahlen zu legen; nach dem Berührungspunkte dieser Ebene und des Ellipsoids, welcher im Allgemeinen außerhalb der Einfallsebene liegt, hat man dann von *b* aus eine Linie zu ziehen.

Aus dieser Construction, welche schon von Huyghens angegeben worden ist, ergiebt sich, daß der extraordinäre Strahl nicht immer in der Einfallsebene bleibt, was bei der gewöhnlichen Brechung stets der Fall ist. Um durch den Versuch zu zeigen, daß der extraordinäre Strahl nicht immer mit der Einfallsebene zusammenfällt, verfährt man am einfachsten auf folgende Art: Man ziehe auf ein Blatt weißen Papiers eine gerade Linie und bringe das Auge in irgend einen Punkt der durch die Linie gelegten Vertikalebene, etwa vertikal über den Punkt *b*, Fig. 630. Legt man nun ein Kalkspathrhomboeder so auf das Papier, daß dadurch ein Theil der Linie bedeckt wird, so sieht man im Krystall ein doppeltes Bild der Linie; das eine Bild fällt in die Richtung *a b*, die Strahlen, die es erzeugen, bleiben also in der Einfallsebene, das andere Bild hingegen liegt rechts oder links von *a b*, die Strahlen, welche dieses Bild erzeugen, sind also nicht in der durch die Linie *a b* und das Auge gelegten Einfallsebene geblieben. Nur in einem besondern Falle fällt auch das extraordinäre Bild in die Einfallsebene wenn nämlich die optische Axe des Krystalls selbst in der Einfallsebene, liegt; in diesem Falle decken sich auch die beiden Bilder der Linie.

Fig. 630.



Einaxige Krystalle. Einaxig heißen solche Krystalle, welche nur 238
eine optische Axe haben, d. h. in denen es nur eine einzige Richtung giebt, nach welcher der Krystall von allen Lichtwellen mit gleicher Geschwindigkeit durchlaufen wird, wie dies beim Kalkspath und bei vielen anderen Krystallen der Fall ist, die wir bald werden kennen lernen.

Beim Kalkspathe werden die ordinären Strahlen stärker gebrochen als die extraordinären; alle einaxigen Krystalle nun, bei welchen dies ebenso der Fall ist, werden negative Krystalle genannt. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten der bis jetzt bekannten einaxigen negativen Krystalle aufgezählt.

durch ein ſolches Prisma nach irgend einem Gegenſtande hinſieht, ſo erblickt man zwei Bilder deſſelben, die je nach der Größe und Entfernung des Gegenſtandes theilweiſe einander decken oder durch einen Zwiſchenraum von einander getrennt erſcheinen. Wenn nun der zu betrachtende Gegenſtand eine kreisförmige Scheibe iſt, ſo iſt es leicht, ſie in eine ſolche Entfernung zu bringen, daß die beiden Bilder ſich gerade berühren, und in dieſem Falle erſcheinen die beiden Mittelpunkte gerade um den Durchmeſſer d der Scheibe getrennt. Bezeichnet man nun die Entfernung der Scheibe mit z, ſo iſt offenbar

$$tang.\ e = \frac{d}{z},$$

wenn mit e der Ablenkungswinkel der extraordinären Strahlen, alſo der Winkel bezeichnet wird, welchen die nach der Mitte des ordinären und des extraordinären Bildes gezogenen Viſirlinien mit einander machen.

Wenn der Winkel e für ein ſolches Prisma einmal bekannt iſt, ſo kann man mit Hülfe der eben angegebenen einfachen Gleichung für irgend einen Gegenſtand, deſſen beide Bilder ſich gerade berühren, den Durchmeſſer d berechnen, wenn die Entfernung z bekannt iſt, un umgekehrt die Entfernung z finden, wenn man ſeinen Durchmeſſer d kennt.

Unſer Prisma wird vorzugsweiſe in Fernröhren angewandt, um den Durchmeſſer oder die Entfernung von Gegenſtänden zu beſtimmen. Ein mit einem doppeltbrechenden Prisma zu dieſem Zwecke verſehenes Fernrohr führt nach ſeinem Erfinder den Namen Rochon's Mikrometer. Das Prisma befindet ſich zwiſchen dem Objectiv und dem Ocular des Fernrohres und kann nach Belieben von dem Objectiv entfernt oder demſelben genähert werden.

In Fig. 641 ſtelle c eine Sammellinſe dar, welche auf irgend einem

Fig. 641.

Schirm in fm das Bild eines fernen Gegenſtandes entwirft; bringt man nun ein Rochon'ſches Prisma zwiſchen die Linſe c und den Schirm, ſo werden die ordinären Strahlen ebenfalls in fm ein Bild entwerfen, die extraordinären Strahlen aber, welche nach dem Austritt aus dem Prisma

mit den ordinären einen Winkel e machen, werden ein zweites Sammelbild in $f'm'$ erzeugen.

Da der Winkel, welchen die ordinären und extraordinären Strahlenbündel mit einander machen, unverändert derselbe bleibt, so wird die Entfernung der beiden Bilder fm und $f'm'$ wachsen, wenn man das Prisma vom Schirm entfernt, die Entfernung der Bilder wird aber kleiner werden, wenn man das Prisma dem Schirme nähert, man kann demnach leicht dem Prisma eine solche Stellung geben, daß sich die beiden Bilder auf dem Schirme gerade berühren, wie dies Fig. 642 angedeutet ist.

Fig. 642

Was eben gesagt wurde, gilt auch noch, wenn diese Linse c das Objectiv eines Fernrohrs ist und wenn man die Bilder nicht auf einem Schirme auffängt, sondern sie durch das Ocular des Fernrohrs betrachtet. Wenn sich die beiden Bilder gerade berühren, so besteht zwischen dem Ablenkungswinkel $fzm = e$ und dem Winkel $fcm = v$, welcher dem Winkel gleich ist, unter welchem der Gegenstand ohne Fernrohr erscheint, folgende Beziehung.

Es ist $tang.\, e = \frac{fm}{fz} = \frac{fm}{h}$, wenn man mit h die Entfernung des Prismas von dem Bilde für den Fall bezeichnet, daß die beiden Bilder sich gerade berühren; ferner ist $tang.\, v = \frac{fm}{fc} = \frac{fm}{f}$, wenn f die Brennweite des Objectivs bezeichnet; daraus ergiebt sich aber die Proportion

$$tang.\, v : tang.\, e = \frac{1}{f} : \frac{1}{h},$$

und daraus folgt

$$tang.\, v = \frac{h}{f}\, tang.\, e.$$

Wenn man das Fernrohr auf irgend einen entfernten Gegenstand richtet und das Prisma so verschiebt, daß die beiden Bilder in Berührung kommen, so kann man nach dieser Formel die Größe des Gesichtswinkels v berechnen, unter welchem der Gegenstand ohne Fernrohr erscheint, da der Werth von e ja ein- für allemal für das Prisma ausgemittelt und die Brennweite des Objectivs bekannt ist. Um den Werth von h, d. h. die Entfernung des Prismas von der Stelle, wo das Objectiv seine Bilder

entwirft, zu messen, muß die Einrichtung getroffen seyn, daß man diese Entfernung an einer außen am Fernrohre angebrachten Theilung ablesen kann. Die Verschiebung des Prismas kann auf ähnliche Weise bewerkstelligt werden, wie die Verschiebung des kleinen Spiegels in dem Spiegeltelescope.

Anstatt der Theilung, welche die Entfernung des Prismas von der Stelle angiebt, an welcher das Bild des Objectivs entsteht, kann man eine empirische Theilung auftragen, welche ohne Weiteres den gesuchten Winkelwerth v angiebt. Eine solche Theilung erhält man auf folgende Weise.

Man richtet das Fernrohr auf eine kreisförmige Scheibe, deren Entfernung und deren Durchmesser man kennt; der Winkelwerth, unter welchem die Scheibe dem unbewaffneten Auge erscheint, ist leicht zu berechnen, wir wollen z. B. annehmen, er betrage 30′. Man stellt nun das Prisma im Fernrohre so, daß man nur ein Bild der Scheibe sieht, und so erhält man den Nullpunkt der Theilung; alsdann rückt man das Prisma gegen das Objectiv hin, bis sich die beiden Bilder berühren; da man nun weiß, daß der Sehwinkel v gleich 30′ ist, so bezeichnet man die Stelle auf der Röhre, an welcher jetzt das Merkzeichen des Prismas steht, mit 30′, theilt dann die Entfernung dieses Punktes von dem Nullpunkte der Theilung in 30 gleiche Theile und setzt dann diese Theilung auch noch jenseits des Punktes 30 fort. Richtet man nun das Fernrohr auf irgend einen andern Gegenstand, bringt man durch Verschiebung des Prismas die beiden Bilder desselben in Berührung, so kann man ohne Weiteres den Werth des Sehwinkels für diesen Gegestand auf dem Rohre ablesen.

Neben dieser Theilung, welche die Winkelwerthe angiebt, unter welchen die Gegenstände dem bloßen Auge erscheinen, stehen andere, welche das Verhältniß zwischen der Größe und der Entfernung der Gegenstände angeben. So steht z. B. neben 4′ die Zahl 859, und dies bedeutet, daß die Entfernung eines Gegenstandes 859mal so groß ist als sein Durchmesser, wenn er unter einem Winkel von 4′ erscheint; mit Hülfe dieser Zahlen kann man nun sehr leicht die Größe eines Gegenstandes aus seiner Entfernung, und umgekehrt seine Entfernung aus seiner Größe berechnen.

244 **Zweiaxige Krystalle.** In allen Krystallen, welche zu den drei letzten Krystallsystemen gehören, giebt es zwei Richtungen, in welchen sich alle ebenen Wellen mit derselben Geschwindigkeit fortpflanzen, oder, mit anderen Worten, alle diese Krystalle haben zwei optische Axen.

Fresnel, von welchem die Theorie der doppelten Brechung einaxiger Krystalle herrührt, deren Grundzüge wir in Nro. 241 entwickelt haben, fand, daß die doppelte Brechung in zweiaxigen Krystallen ganz anderen Gesetzen folgt; in den zweiaxigen Krystallen giebt es keinen ordinären

trahl mehr, d. h. keinen, welcher den Kryſtall nach allen Richtungen mit icher Geſchwindigkeit durchläuft; alſo keiner der beiden Strahlen, in lche ein einfallender Lichtſtrahl bei ſeinem Eintritte in einen zweiaxigen yſtall geſpalten wird, folgt den Geſetzen der gewöhnlichen Brechung.

Der Winkel, welchen die Richtungen der beiden optiſchen Axen mit ander machen, iſt nicht für alle Kryſtalle derſelbe, wie man aus der genden Tabelle erſehen kann.

Namen der Kryſtalle	Winkel der optiſchen Axen
Kohlenſaures Bleioxyd (Weißbleierz)	5° 15′
Salpeter	5° 20′
Kohlenſaurer Strontian	6° 56′
Glimmer (gewiſſe Arten)	6°
Talk	7° 24′
Barythydrat	13° 18′
Arragonit	18° 18′
Glimmer (gewiſſe Arten)	25°
Cymophan	27° 51′
Anhydrat	28° 7′
Borax	28° 42′
Glimmer (einige Arten)	30° bis 37°
Schwefelſaure Magneſia	37° 24′
Schwerſpath	37° 42′
Natürlicher Borax (Tinkal)	27° 40′
Salpeterſaures Zinkoxyd	ungefähr 40°
Stilbit	41° 42′
Schwefelſaures Nickeloxyd	42° 4′
Kohlenſaures Ammoniak	43° 24′
Schwefelſaures Zinkoxyd	44° 4′
Glimmer	45°
Lepidolith	45°
Benzoeſaures Ammoniak	45° 8′
Schwefelſaures Ammoniak	49° 42′
Topas (von Braſilien)	49° bis 50°
Zucker	50°
Schwefelſaurer Strontian (Cöleſtin)	50°
Phosphorſaures Natron	55° 20′
Comptonit	56° 6′
Gyps	60°
Salpeterſaures Silberoxyd	62° 16′
Feldſpath	63°

Namen der Kryſtalle	Winkel der optiſchen Axen
Topas (von Aberdeen)	65°
Schwefelſaures Kali	67°
Kohlenſaures Natron	70°
Eſſigſaures Bleioxyd	70° 25′
Citronenſäure	70° 29′
Weinſteinſäure	79°
Weinſteinſaures Kali-Natron (Seignetteſalz)	80°
Kohlenſaures Kali	80° 30′
Cyanit	81° 48′
Chlorſaures Kali	82°
Epidot	84° 19′
Peridot	87° 56′
Schwefelſaures Eiſenoxydul (Eiſenvitriol)	90°.

Diejenige Linie, welche den ſpitzen Winkel der beiden optiſchen Axen halbirt, heißt Mittellinie.

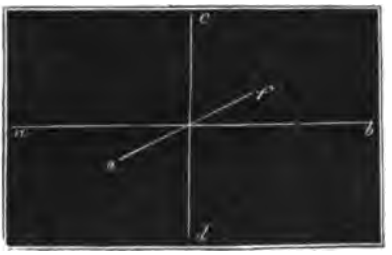
Bei den zweiaxigen Kryſtallen findet keine ſo einfache Beziehung zwiſchen der Lage der kryſtallographiſchen Axen und der optiſchen Axen Statt, wie dies bei den einaxigen Kryſtallen der Fall iſt, nur bei den Kryſtallen, welche zu dem rhombiſchen Kryſtallſyſteme gehören, läßt ſich überhaupt eine feſte Beziehung nachweiſen. In dieſem Kryſtallſyſteme ſind nämlich die drei kryſtallographiſchen Axen ſämmtlich ungleich, jede derſelben ſteht aber rechtwinklig auf den beiden anderen; die Mittellinie aller in dieſes Kryſtallſyſtem gehörigen Körper fällt ſtets mit einer der kryſtallographiſchen Axen, die Ebene der optiſchen Axen aber mit der Ebene zweier kryſtallographiſchen Axen zuſammen.

Die Lage der optiſchen Axen wird im nächſten Kapitel, welches von den Farbenerſcheinungen in Kryſtallen handelt, ausführlicher beſprochen werden.

245 **Geſetze der doppelten Brechung in zweiaxigen Kryſtallen.** Fresnel hat die Erſcheinungen der doppelten Brechung in zweiaxigen Kryſtallen aus folgender Annahme über die Elaſticität des Aethers abgeleitet; die Elaſticität des Aethers iſt in zweiaxigen Kryſtallen weder nach allen Richtungen dieſelbe, wie dies bei einfach brechenden Mitteln der Fall iſt, noch giebt es in denſelben eine Axe, um welche herum die Elaſticität des Aethers ganz ſymmetriſch iſt wie bei den einaxigen Kryſtallen. Es ſtelle in Fig. 643 ab die größte Elaſticität in einem zweiaxigen Kryſtalle dar, ſo ſteht die Axe der kleinſten Elaſticität cd rechtwinklig auf derſelben; rechtwinklig zur Ebene dieſer beiden Axen iſt nun die Elaſticität des Aethers kleiner als in der Richtung ab und größer als in der Rich-

tung cd; wir wollen die Axe ef die Axe der mittleren Elasticität nennen; sie erscheint in unserer Figur verkürzt.

Fig. 643.



Denken wir uns über diese drei Axen ein Ellipsoid beschrieben, so kann man mit Hülfe desselben das Gesetz entwickeln, nach welchem sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlen mit der Richtung ändert, also die Form der Wellenoberfläche für zweiaxige Krystalle nach folgender von Fresnel gegebenen Regel entwickeln: Wenn man durch den Mittelpunkt des Ellipsoids eine Ebene gelegt denkt, so ist der Durchschnitt derselben mit dem Ellipsoid stets eine Ellipse; errichtet man nun in der Mitte des elliptischen Schnittes ein Perpendikel auf der Ebene desselben, trägt man auf demselben die Länge der großen und der kleinen Axe des elliptischen Schnittes auf, so sind diese beiden Längen die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der beiden Strahlen in der Richtung dieses Perpendikels. Hier mag es genügen, die Durchschnitte der Wellenoberfläche mit den drei Ebenen zu bestimmen, welche man durch je zwei der drei Elasticitätsaxen legen kann.

Wir wollen der Reihe nach das Gesetz der Fortpflanzungsgeschwindigkeit für beide Strahlen innerhalb der Ebene der Elasticitätsaxen cd und ef, dann innerhalb der Ebene der Axen ef und ab und endlich innerhalb der Ebene der Axen ab und cd, oder, mit anderen Worten, die Durchschnitte der Wellenoberfläche mit der Ebene der Axen cd und ef, ab und ef, ab und cd bestimmen.

Wenn sich ein Lichtstrahl nach irgend einer Richtung im Krystalle fortpflanzt, welche in die Ebene der Axen cd und ef fällt, so geht der auf der Richtung des Strahls rechtwinklig durch den Mittelpunkt des Ellipsoids gelegter Schnitt jedenfalls durch die Axe ab der größten Elasticität; jede durch die Axe ab gelegte Ebene schneidet aber das Ellipsoid in einer Ellipse, deren große Axe ab ist; nach allen in die Ebene der Axen cd und ef fallenden Richtungen können sich also Strahlen fortpflanzen, deren Vibrationen mit der Axe ab parallel sind, diese Strahlen durchlaufen also sämmtlich den Krystall mit gleicher, der Elasticität ab entsprechenden Geschwindigkeit; zieht man also um den Durchschnittspunkt der Linien CD und EF, Fig. 644 (a. f. S.), einen Kreis, dessen Halbmesser mn gleich $\frac{1}{2}\ ab$ ist, so ist dies der Durchschnitt der durch die Axen cd und ef gelegten Ebene mit einem Theile der Wellenoberfläche.

Nach denſelben Richtungen pflanzen ſich aber auch Strahlen fort, deren Vibrationen rechtwinklig zur Axe ab ſtattfinden. Betrachten wir zunächſt einen Strahl, der ſich in der Richtung der Axe ef fortpflanzt; ein durch den Mittelpunkt des Ellipſoids rechtwinklig auf ef gelegter Schnitt ſchneidet daſſelbe in einer Ellipſe, deren große Axe ab, deren kleine Axe aber cd iſt; die Vibrationen, welche einen Strahl in der Richtung der Axe ef fortpflanzen, ſind alſo entweder mit ab, oder mit cd parallel; der Vibrationsrichtung ab entſpricht, wie wir ſchon geſehen haben, die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit mn, Fig. 644, der Vibrationsrichtung cd entſpricht dagegen die geringere Fortpflanzungsgeſchwindigkeit mo (die Länge mo müſſen wir gleich $\frac{1}{2}cd$ machen, wenn $mn = \frac{1}{2}ab$); es iſt dies die geringſte Geſchwindigkeit, mit welcher ſich irgend ein Strahl im Kryſtalle fortpflanzen kann, weil cd die kleinſte Elaſticitätsaxe iſt, mn hingegen iſt die größte Fortpflanzungsgeſchwindigkeit, weil ab die größte Elaſticitätsaxe iſt.

Fig. 644.

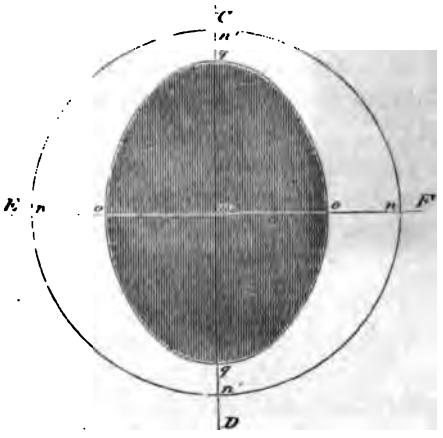
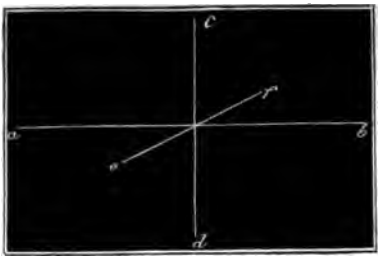


Fig. 645.



In der Richtung der Elaſticitätsaxe cd wird ein Strahl entweder durch Vibrationen fortgepflanzt, welche parallel mit ab ſind, und dann iſt ſeine Fortpflanzungsgeſchwindigkeit gleich $mn' = mn$, Fig. 644, oder die Schwingungen, welche einen Strahl in der Richtung cd fortpflanzen, ſind parallel mit ef, und dann iſt die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit gleich mq, gleich $\frac{1}{2}ef$.

In einer Richtung, die innerhalb des Winkels liegt, welchen die Axen cd und ef mit einander machen, iſt begreiflicher Weiſe die Fortpflan-

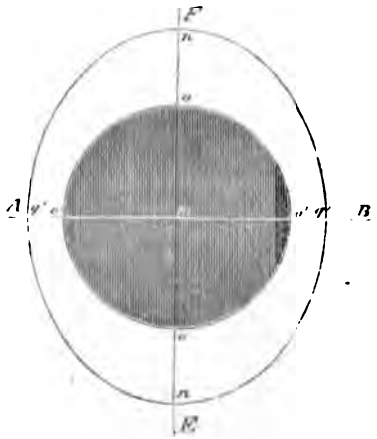
zungsgeschwindigkeit solcher Strahlen, deren Vibrationen auf ab rechtwinklig sind, kleiner als mq und größer als mo. Beschreibt man um den Punkt m eine Ellipse, deren Halbaxen mo und mq sind, so giebt uns eine von m zu irgend einem Punkte des Umfangs dieser Ellipse gezogene Linie die Geschwindigkeit an, mit welcher sich in der Richtung dieser Linie ein Lichtstrahl bewegt, dessen Vibrationen rechtwinklig auf der Axe der größten Elasticität sind.

Diese Ellipse und der mit dem Halbmesser mn um dieselbe gezogene Kreis stellen uns also den Durchschnitt der Wellenoberfläche mit einer Ebene dar, welche durch die mittlere und die kleinste Elasticitätsaxe gelegt ist.

Durch ähnliche Betrachtungen findet man nun auch den Durchschnitt der Wellenoberfläche mit einer durch die mittlere und die größte Elasticitätsaxe gelegten Ebene. Dieser Durchschnitt besteht ebenfalls aus einem Kreise und einer Ellipse, hier ist aber der Kreis ganz von der Ellipse eingehüllt.

Nach allen Richtungen der durch ef und ab, Fig. 645, gelegten Ebene können Strahlen durch Vibrationen fortgepflanzt werden, welche mit der Axe cd, der Axe der kleinsten Elasticität, parallel sind; diese Strahlen pflanzen sich nach allen Seiten mit derselben Geschwindigkeit fort, welche der Vibrationsrichtung cd zukommt; der Halbmesser des Kreises der Fig. 646 ist deshalb gleich mo in Fig. 645. In der Richtung der Elasticitätsaxe ab werden aber auch Strahlen fortgepflanzt, deren Schwingungen parallel mit ef sind, deshalb ist in Fig. 646 $mq' = \frac{1}{2}\, ef = mq$ gemacht; in der Richtung der Axe ef pflanzen sich aber Strahlen, deren Schwingungen parallel mit ab sind, wie wir schon wissen, mit der Geschwindigkeit mn fort.

Fig. 646.



Der Durchschnitt der Wellenoberfläche mit einer Ebene, welche durch die Axe der größten und der kleinsten Elasticität geht, besteht ebenfalls aus einer Ellipse und

einem Kreiſe. Die kleine Axe der Ellipſe iſt gleich Mo, Fig. 647, die große gleich Mn, der Radius des Kreiſes gleich Mq, weil in der Ebene der Elaſticitätsaxen ab und cd nach allen Richtungen Strahlen durch Vibrationen fortgepflanzt werden können, die mit der mittleren Elaſticitätsaxe parallel ſind.

Da der Radius des Kreiſes hier größer iſt als die kleine und kleiner als die große Axe der Ellipſe, ſo ſchneiden ſich der Kreis und die Ellipſe in vier Punkten.

Fig. 647.

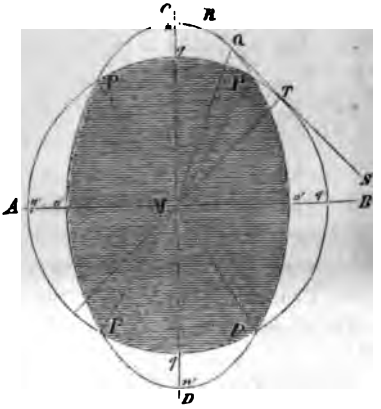
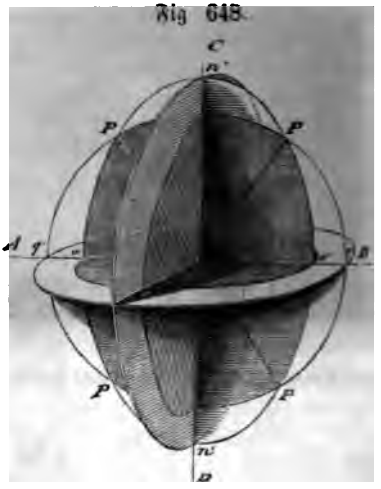


Fig. 648.

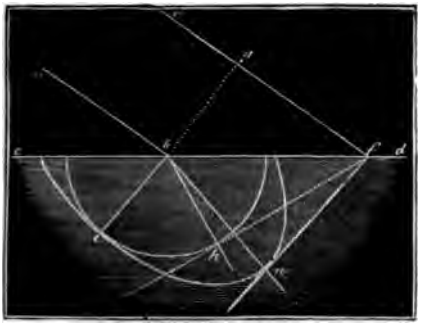


Die Fig. 648 ſtellt eine perſpectiviſche Anſicht der durch die erwähnten drei Ebenen geſchnittenen Wellenoberfläche dar. Will man ſich eine recht klare Vorſtellung von der Wellenoberfläche zweiaxiger Kryſtalle machen, ſo thut man gut, die drei Durchſchnitte in doppelter Größe auf Kartenpapier zu zeichnen und in der Weiſe zu einem Modelle zuſammenzufügen, wie man Fig. 648 ſieht.

Um den Begriff der optiſchen Axen in zweiaxigen Kryſtallen feſtzuſtellen, müſſen wir noch erwähnen, daß hier noch ein Unterſchied zwiſchen der Fortpflanzungsgeſchwindigkeit der Strahlen und der Fortpflanzungsgeſchwindigkeit der gebrochenen ebenen Wellen zu machen iſt. Bei der Erklärung des Brechungsgeſetzes nach der Vibrationstheorie (Seite 497) haben wir geſehen, daß die gebrochene ebene Welle alle die elementaren Kugelwellen berührt, welche jeder elementare Lichtſtrahl bei ſeinem Uebergange in das brechende Mittel erzeugt; die Richtung der gebrochenen

Strahlen steht hier rechtwinklig auf der Richtung der gebrochenen ebenen Welle, weil ja jede Kreistangente einen rechten Winkel mit ihrem Radius macht; diese Beziehung findet aber nicht mehr Statt, wenn die elementaren Wellen im brechenden Medium nicht kugelförmig sind; eine Tangente, welche eine Ellipse in irgend einem Punkte berührt, steht im Allgemeinen nicht rechtwinklig auf dem Leitstrahle, den man von dem Mittelpunkte der Ellipse nach dem Berührungspunkte ziehen kann; die Richtung der gebrochenen Welle fn in Fig. 649 steht nicht genau rechtwinklig auf der Richtung des gebrochenen Strahles bn. Da sich nun die gebrochenen ebenen Wellen parallel mit der berührenden Ebene fn im Krystalle fortbewegen, so ist offenbar die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Wellen ein von b auf die berührende Ebene fn gefälltes Perpendikel, während die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der gebrochenen Strahlen durch den Leitstrahl bn dargestellt wird.

Fig. 649.

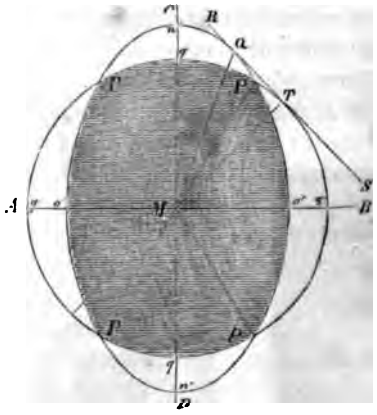


Wenn nun die optische Axe eines doppeltbrechenden Krystalles diejenige Richtung ist, nach welcher sich die ebenen Wellen stets mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, so findet man die Richtung der optischen Axen in einem zweiaxigen Krystalle, wenn man eine gemeinschaftliche Tangente RS, Fig. 647, an den beiden Theilen der Wellenoberfläche legt und von dem Mittelpunkte M ein Perpendikel MT auf die Tagente fällt; dieses Perpendikel ist die Richtung einer optischen Axe. Solcher gemeinschaftlichen Tangenten kann man aber in Fig. 647 vier ziehen, von denen je zwei einander diametral gegenüberliegend durch eine optische Axe verbunden sind.

Der Kreis und die Ellipse, Fig. 647, schneiden sich in vier Punkten, von denen je zwei diametral gegenüberliegen. Da der Punkt P den beiden Theilen der Wellenoberfläche gemeinschaftlich ist, so ist klar, daß sich in der Richtung MP zwei Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit fortpflanzen können, von denen die Schwingungen des einen in die Ebene der Figur fallen, während die Schwingungen des anderen rechtwinklig zu derselben sind. Obgleich sich aber diese Strahlen mit gleicher Geschwindigkeit im Krystalle fortpflanzen, so ist doch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit

der ihnen entſprechenden ebenen Wellen nicht dieſelbe, da die Tangente, die man im Punkte P an die Ellipſe ziehen kann, nicht mit der demſelben Punkte entſprechenden Kreistangente zuſammenfällt, da alſo die Länge der von M auf dieſe beiden Tangenten gefällten Perpendikel nicht gleich iſt. Die Richtungen MP, in welchen ſich alle Strahlen mit gleicher Geſchwindigkeit fortpflanzen, ſind alſo wohl von der ihnen allerdings nahe liegenden Richtung der optiſchen Axen zu unterſcheiden.

Fig. 650.



246

Coniſche Refraction. Da die im Punkte P, Fig. 650, an den Kreis und die Ellipſe gelegten Tangenten nicht zuſammenfallen, ſo iſt klar, daß ſich in der Richtung MP zwei Strahlen mit gleicher Geſchwindigkeit fortpflanzen können, denen verſchiedene ebene Wellen entſprechen; da nun die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit dieſer beiden ebenen Wellen ungleich iſt, ſo werden die beiden Strahlen auch nach verſchiedenen Richtungen aus dem Kryſtalle austreten.

Nun aber hat Hamilton, welcher die Natur der Wellenoberfläche zweiaxiger Kryſtalle genauer unterſuchte, gezeigt, daß die Wellenoberfläche an jedem der Punkte P von allen Seiten her vertieft iſt, oder, mit anderen Worten, daß ſich hier eine trichterförmige Vertiefung findet, daß ſich alſo an jedem der Punkte P eine unendliche Anzahl von Berührungsebenen an die Wellenoberfläche legen laſſen; jeder dieſer Berührungsebenen entſpricht nun aber ein anderer austretender Strahl; wenn alſo in der Richtung PM, für welche die Fortpflanzungsgeſchwindigkeit aller Strahlen dieſelbe iſt, ein Strahlenbündel den Kryſtall durchläuft, ſo wird es ſich beim Austritte aus dem Kryſtall in eine unendliche Anzahl von Strahlen theilen müſſen, welche zuſammen eine coniſche Oberfläche bilden.

Hamilton hat dies merkwürdige Reſultat aus der Fresnel'ſchen Theorie gefolgert, bevor man noch eine ſolche Thatſache beobachtet hatte, Lloyd ſtellte den Verſuch an und fand zum Triumphe für die Wellentheorie die Erſcheinung ganz ſo, wie man ſie nach Hamilton's Rechnung erwarten mußte.

Die beiden Richtungen, in welchen alle Strahlen den Kryſtall mit gleicher Geſchwindigkeit durchlaufen, fallen faſt mit den optiſchen Axen zuſammen; im Arragonit machen ſie einen Winkel von ungefähr 20° mit einander. Die Arragonitplatte, welche Lloyd zu ſeinen Verſuchen anwandte, war ſenkrecht zu der Linie geſchliffen, welche den Winkel der optiſchen Axen halbirt, folglich machten die Richtungen der gleichen Strahlengeſchwindigkeit einen Winkel von 80° mit der Oberfläche der Platte. In Fig. 651 mögen *OM* und *ON* dieſe Richtungen vorſtellen. Auf jede der beiden Oberflächen legte nun Lloyd eine ganz dünne mit einer ſehr feinen Oeffnung verſehene Metallplatte, ſo daß die Verbindungslinie der beiden Oeffnungen mit der Richtung *OM* zuſammenfiel, wurde nun von der einen Seite der Platte eine Lampenflamme genähert, ſo daß ein coniſches Strahlenbündel *aO*, *bO* auf die Oeffnung fallen konnte, deſſen Strahlen nach *OM* gebrochen wurden, ſo erblickte man, nach der anderen Oeffnung in der gehörigen Richtung hinſehend, einen glänzenden Lichtring, Fig 652.

Fig. 651.

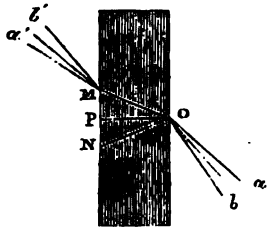


Fig. 652.

Beim Arragonit beträgt der Winkel, unter welchem die Strahlen des austretenden Strahlenkegels divergiren, ungefähr 3°.

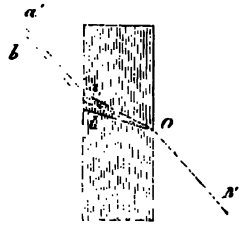
Hamilton nannte dieſe Art der coniſchen Brechung die äußere coniſche Refraction, aber noch eine zweite ganz ähnliche Erſcheinung ſagte er vorher, welcher er den Namen der inneren coniſchen Refraction gab.

Eine Ebene, welche die beiden Theile der Wellenoberfläche zugleich berührt, eine Ebene alſo, welche rechtwinklig auf einer der optiſchen Axen des Kryſtalles ſteht, berührt die Wellenoberfläche nicht allein in den Punkten *Q* und *T*, Fig. 650, ſondern in einer unendlichen Anzahl von Punkten, welche einen kleinen Berührungskreis bilden; zu der ebenen Welle *RS* gehören alſo nicht allein die beiden Strahlen *MQ* und *MT*, ſondern unzählig viele, welche zuſammen die Oberfläche eines Kegels bilden, deſſen Baſis jener kleine Berührungskreis iſt. Einer der Strahlen dieſes Kegels, nämlich *MT*, durchläuft den Kryſtall genau in der Richtung der optiſchen

Axe. Die Spitze des Strahlenkegels bildet beim Arragonit einen Winkel von $1^0\ 55'$. Alle dieſe Strahlen treten nach derſelben Richtung aus dem Kryſtall aus.

Wenn alſo ein gewöhnlicher Lichtſtrahl NO, Fig. 653, in einer ſolchen Richtung auf der Oberfläche eines zweiaxigen Kryſtalls fällt, daß ein Strahl nach der Richtung einer optiſchen Axe deſſelben gebrochen wird, ſo wird er beim Eintritt in den Kryſtall in einen Strahlenkegel getheilt, deſſen Strahlen, an der zweiten Oberfläche parallel mit ON austretend, einen hohlen Strahlencylinder bilden.

Fig. 653.



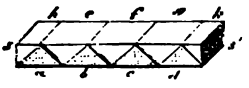
Auch die Exiſtenz dieſer inneren coniſchen Refraction fand Lloyd durch den Verſuch beſtätigt; dieſe Erſcheinung läßt ſich am leichteſten auf folgende Weiſe zeigen: Man ſteckt einen Arragonitkryſtall, welcher ſenkrecht zu einer der beiden optiſchen Axen geſchliffen iſt, mit Hülfe eines Korkrings in eine Röhre, deren eines Ende durch eine ganz dünne Metallplatte (ein Staniolblättchen) verſchloſſen iſt, in welcher ſich mehrere ganz feine Oeffnungen befinden; durch dieſe kleinen Oeffnungen können nun Lichtſtrahlen in einer ſolchen Richtung auf den Kryſtall fallen, daß ſich bei ihrer Brechung jener Strahlenkegel bildet, und man von der andern Seite, nach dem Kryſtalle hinſehend, kleine Lichtringe ſieht, die ſich alsbald in zwei Lichtpunkte verwandeln, ſobald man das Auge nur etwas aus der richtigen Stellung entfernt. Um die Erſcheinung deutlicher zu ſehen, kann man an dem einen Ende der Röhre eine Linſe anbringen.

247 **Doppelte Brechung des zuſammengedrückten Glaſes.** Wir haben bisher die wichtigſten Erſcheinungen der doppelten Brechung in Kryſtallen betrachtet, in welchen die Ungleichheit der Elaſticität des Aethers nach verſchiedenen Richtungen eine Folge der kryſtalliniſchen Structur iſt; allein auch in ſolchen Körpern, die ſonſt keine doppelte Brechung haben, läßt ſich durch äußere Urſachen, etwa durch einen einſeitigen Druck, durch eine ungleiche Erwärmung, eine ſolche Anordnung der Theilchen hervorbringen, daß die Elaſticität des Aethers nicht mehr nach allen Richtungen dieſelbe bleibt, daß ſie alſo doppeltbrechend werden. Um dieſe wichtige Wahrheit nachzuweiſen, hat Fresnel folgenden Verſuch ausgeſonnen.

Vier rechtwinklige Glasprismen, a, b, c, d, welche einander vollkommen gleich ſind, werden auf einer horizontalen Ebene mit denjenigen Flächen neben einander gelegt, welche dem rechten Winkel gegenüber liegen: von beiden Seiten legt man nun gegen die Enden Streifen von Kartenpapier und auf dieſelben feſte Stahlſtreifen, dann werden die Prismen

in einer passenden Zwenge durch einen Druck zusammengepreßt, welcher in der Richtung der Längenaxe der Prismen wirkt. Während nun die Theilchen der Glasprismen durch den starken Druck in einem gespannten Zustande erhalten werden, legt man drei rechtwinklige Glasprismen, *e*, *f*, *g*, in die durch die ersteren gebildeten Rinnen, setzt dann auch noch auf beiden Seiten zwei Prismen *h* und *k* von 45° an, um so ein Parallelopiped zu erhalten, dessen äußerste Seiten *s* und *s'* einander parallel sind; alle Prismen sind endlich zusammen gekittet, um partielle Reflexionen an den verschiedenen Flächen zu vermeiden.

Fig. 654.



Sieht man durch dieses System hindurch, so daß die Lichtstrahlen an der Fläche *s* eintreten, bei *s'* aber nach dem Auge austreten, so erblickt man einen Visirpunkt, der ungefähr ein Meter weit vom Auge entfernt ist, doppelt, und zwar erscheinen die beiden Bilder ungefähr ein Millimeter weit und selbst noch weiter von einander entfernt. Die beiden Strahlen besitzen alle Eigenschaften von Strahlen, welche einen doppeltbrechenden Körper durchlaufen haben.

Bei der Betrachtung der Farbenerscheinungen, welche doppeltbrechende Körper im polarisirten Lichte zeigen, werden wir noch manche Erscheinung kennen lernen, welche von einer doppelten Brechung in nicht krystallisirten Körpern herrührt; wenn aber auch eine durch künstliche Mittel hervorgebrachte doppelte Brechung stark genug ist, um solche Farbenerscheinungen hervorzubringen, so ist sie doch in der Regel zu schwach, um direct beobachtet werden zu können.

Interferenz polarisirter Lichtstrahlen. Rechtwinklig zu einander 248
polarisirte Lichtstrahlen können, wie Fresnel und Arago gezeigt haben, nicht interferiren, und daraus folgt, daß die Lichtvibrationen rechtwinklig zu der Richtung der Strahlen sind. Wenn man vor das Objectiv eines Fernrohrs einen Schirm mit zwei Oeffnungen bringt, wenn man dann vor die Oeffnungen zwei vollkommen gleich dicke Turmalinplatten setzt, so fallen alle Interferenzstreifen weg, welche von der gegenseitigen Einwirkung beider Oeffnungen herrühren, wenn die Polarisationsebenen der Turmalinplatten gekreuzt sind, sie erscheinen aber wieder, wenn man sie parallel stellt.

Neuntes Kapitel.

Farben doppeltbrechender Krystallplatten im polarisirten Lichte.

249 Farben dünner Gypsblättchen. Der natürliche Gyps findet sich häufig in großen durchsichtigen Krystallen, die nach einer Richtung hin so vollkommen spaltbar sind, daß man leicht ganz dünne Blättchen abspalten kann; ganz besonders kommt diese Eigenschaft derjenigen Varietät zu, welche auf dem Montmartre bei Paris gefunden wird, obgleich gerade diese Krystalle nicht von regelmäßigen Flächen begränzt sind.

Bringt man ein durch Spaltung erhaltenes recht dünnes Gypsblättchen zwischen die beiden Spiegel eines Polarisationsapparates, so wird es mehr oder weniger brillant gefärbt erscheinen. Je nachdem man das Gypsblättchen selbst oder den Zerlegungsspiegel des Apparates dreht, ändert sich entweder die Intensität der Färbung, oder auch die Färbung selbst.

Ganz besonders eignet sich zu diesen Versuchen der schon oben (S. 534) beschriebene Nörremberg'sche Polarisationsapparat. Man braucht das Gypsblättchen, welches nicht über 0,3 Millimeter dick seyn darf, nur auf das mittlere Tischchen zu legen, um es im oberen Spiegel oder durch irgend einen andern Zerleger gefärbt zu sehen.

Wir wollen zuerst den Fall betrachten, daß die beiden Spiegel des Apparates gekreuzt sind, daß also das Gesichtsfeld ohne das Gypsblättchen dunkel erscheint. Schiebt man das Gypsblättchen in den Apparat ein, so erscheint es farbig auf dunklem Grunde; doch wird man bald sehen, daß die Lebhaftigkeit der Färbung nicht für alle Lagen des Gypsblättchens dieselbe ist.

Hat man das Gypsblättchen auf das Tischchen gelegt, so braucht man dasselbe nur in seiner Ebene, also um eine vertikale Axe zu drehen, so wird die Färbung des Blättchens bald lebhafter werden, bald an Intensität abnehmen, und man wird leicht eine bestimmte Stellung ermitteln können, bei welcher das Blättchen selbst ganz so dunkel erscheint wie der Grund, eine Lage also, in welcher das Gypsblättchen gar keine sichtbare Wirkung auf die durchgehenden Strahlen hervorbringt.

Wir wollen nun diese Lage näher bestimmen. Die Gypskrystalle sind, wie eben erwähnt wurde, nach einer Richtung vollkommen spaltbar, sie besitzen aber nach zwei anderen Richtungen noch eine unvollkommene

Spaltbarkeit. Es stelle Fig. 655 ein von einem Gypskrystall vom Montmartre abgespaltenes Blättchen dar, so wird man finden, daß es parallel

Fig. 655.

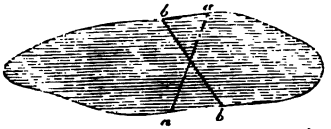
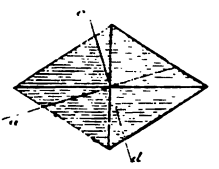


Fig. 656.



mit den Linien aa und bb theilbar ist; und man kann demnach aus einem solchen Gypsblättchen leicht ein Stückchen in Form eines Parallelogramms, Fig. 656, herausspalten. Bringt man nun ein solches Parallelogramm in den Apparat, so findet man, daß das Gypsblättchen durchaus keine Wirkung hervorbringt, wenn eine Linie ab, Fig. 656, die mit der Halbirungslinie des spitzen Winkels des Blättchens einen Winkel von nahe 20^0 macht, mit der Polarisationsebene des unteren Spiegels zusammenfällt, oder darauf rechtwinklig steht. In jeder anderen Lage erscheint es gefärbt, und zwar am lebhaftesten, wenn ab einen Winkel von 45^0 mit der Reflexionsebene des unteren Spiegels macht.

Wenn das Gypsblättchen vollkommen ebene Oberflächen hat, so erscheint es im Polarisationsapparate einfarbig, ist aber die Oberfläche unrein, d. h. sind beim Abspalten Splitter darauf hängen geblieben, so erscheint das Blättchen an verschiedenen Stellen verschieden gefärbt, woraus hervorgeht, daß die Färbung des Gypsblättchens von seiner Dicke abhängt.

Weil ein einzelnes Gypsblättchen gar zerbrechlich ist, muß man darauf denken, es auf eine passende Art aufzubewahren. Das Zweckmäßigste möchte wohl seyn, das Blättchen mittelst canadischen Balsams zwischen zwei Glasplatten zu kitten. Einige so gefaßte bunte Gypsblättchen (d. h. solche, die wegen der nicht ganz vollkommnen Oberfläche im Apparate mehrfarbig erscheinen), mehrere ebenfalls gefaßte einfarbige Blättchen, von denen zwei genau dieselbe Farbe (also genau dieselbe Dicke) haben müssen, sind nöthig, um alle hierher gehörigen Erscheinungen vollständig und bequem zu studiren. Zur Completirung dieser Präparate gehört noch eine keilförmig geschliffene Gypsplatte. Wie erwähnt, hängt die Farbe der Blättchen von ihrer Dicke ab; wenn also ein Gypsblättchen keilförmig zugeschliffen ist, so daß es an dem einen Ende gleichsam mit einer Schneide endigt, so wird ein solches Blättchen alle die Farben in regelmäßiger Aufeinanderfolge zeigen, welche den verschiedenen Dicken zukommen.

Auch mit einaxigen Krystallblättchen, die parallel mit der Axe geschliffen und hinlänglich dünn sind, sowie mit Blättchen von zweiaxigen Krystallen,

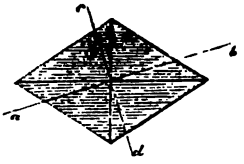
deren Oberflächen parallel mit der Ebene der optiſchen Axen ſind, laſſen ſich dieſelben Verſuche anſtellen, nur eignen ſich die Gypsblättchen der leichten Spaltbarkeit dieſes Minerals wegen ganz beſonders dazu. Statt der keilförmigen Gypsplatte kann man ſehr gut eine parallel mit der Axe keilförmig zugeſchliffene Quarzplatte anwenden.

Gehen wir nun zur Erklärung dieſer Erſcheinungen über.

Der Gyps iſt ein doppeltbrechender Kryſtall, deſſen optiſche Axen in der Ebene unſerer Blättchen liegen; ein jeder Lichtſtrahl alſo, welcher ein ſolches Blättchen trifft, wird in zwei geſpalten, welche rechtwinklig zu einander polariſirt ſind, die aber, wenn die einfallenden Strahlen rechtwinklig auf das Blättchen fallen, daſſelbe in gleicher Richtung durchlaufen. Die Vibrationen, welche den einen Strahl im Kryſtalle fortpflanzen, ſind parallel mit der Linie ab, Fig. 657, die Vibrationen des andern Strahls hingegen ſind parallel mit cd.

Legt man nun das Gypsblättchen ſo zwiſchen die gekreuzten Spiegel, daß die Linie ab, Fig. 657, mit der Schwingungsebene des unteren Spiegels zuſammenfällt, ſo kann der einfallende Strahl offenbar nur Schwingungen nach ab im Kryſtalle hervorrufen, nicht aber nach cd, eben weil die Schwingungsrichtung cd auf der Schwingungsrichtung der einfallenden Strahlen rechtwinklig ſteht.

Fig. 657.



In dieſem Falle pflanzt ſich in der That nur ein polariſirter Strahl durch den Kryſtall fort, der nach ab ſchwingende; und da der obere Spiegel dieſe Schwingungen nicht reflectirt, ſo muß das Gypsblättchen bei dieſer Lage dunkel erſcheinen.

Ebenſo erklärt ſich auch, daß das Gypsblättchen dunkel bleibt, wenn die Linie cb, Fig. 657, mit der Schwingungsebene des unteren Spiegels zuſammenfällt.

Gehen wir nun zu dem Falle über, in welchem die lebhafteſten Farben erſcheinen, nämlich zu dem Falle, daß jede der Linien ab und cd einen Winkel von 45^0 mit der Schwingungsebene des unteren Spiegels macht. Um die Erſcheinung in ihrer größten Einfachheit kennen zu lernen, muß man ſtatt des weißen Lichts einfarbiges anwenden. Man erreicht dieſen Zweck am leichteſten dadurch, daß man durch eine Platte rothen Glaſes ſieht. Dieſes Roth iſt zwar nicht vollkommen, doch ſehr nahe homogen.

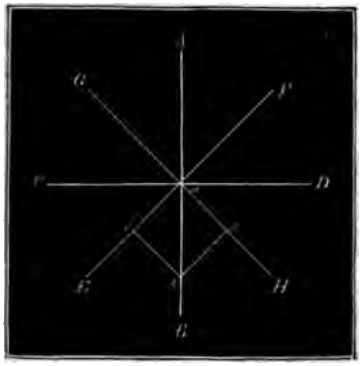
Diejenigen Gypsblättchen nun, welche ohne das rothe Glas roth erſcheinen, werden, durch das rothe Glas geſehen, hell auf dunklem Grunde ſtehen; alle die Blättchen hingegen, welche eine andere Farbe haben, erſcheinen, durch das rothe Glas geſehen, weniger hell, die grünen am dunkelſten.

Nehmen wir ſtatt der einfarbigen Blättchen bunte, ſo erſcheinen dieſe gefleckt; diejenigen Stellen ſind die hellſten, die im weißen Lichte roth erſcheinen, am dunkelſten aber ſind die ſonſt grünen Stellen. Am vollſtändigſten ſieht man die Erſcheinung in der keilförmig zugeſchliffenen Platte; durch das rothe Glas geſehen, bemerkt man abwechſelnd helle (rothe) und dunkle Streifen.

Dies alles läßt ſich kurz ſo zuſammenfaſſen. Wenn ein Gypsblättchen ſo zwiſchen die gekreuzten Spiegel des Polariſationsapparates gelegt wird, daß der Winkel der Schwingungsebenen ab und cd, Fig. 657, durch die Schwingungsebene der einfallenden Strahlen halbirt wird, ſo erſcheint bei Anwendung von homogenem Lichte das Blättchen bald hell, bald dunkel, je nachdem ſeine Dicke ſich ändert.

Es ſey in Fig. 658 AB die Schwingungsebene des einfallenden polariſirten Strahls, CD die Schwingungsebene des Zerlegungsſpiegels; die Schwingungsebenen EF und GH der beiden Strahlen im Gypsblättchen ſollen die rechten Winkel halbiren, welche die Ebenen AB und CD mit einander machen. Stellen wir durch ab die Vibrationsintenſität der auf das Gypsblättchen fallenden polariſirten Strahlen dar, ſo findet man die Vibrationsintenſität der beiden Strahlen, in welche ſich das einfallende Licht beim Eintritte in das Blättchen ſpaltet, wenn man von b die Perpendikel bc und bd auf die Richtungen EF und GH fällt; mit der Vibrationsintenſität ac pflanzt ſich nur der eine, mit der Vibrationsintenſität ad der andere Strahl durch das Gypsblättchen fort. Um nun leichter überſehen zu können, wie dieſe beiden Strahlenbündel, nachdem ſie das Kryſtallblättchen verlaſſen haben und ihre Schwingungen durch den Zerlegungsſpiegel auf die Ebene CD reducirt worden ſind, zur Interferenz kommen, wollen wir einen Blick auf Fig. 659 (a. f. S.) werfen, welche gleichſam eine perſpectiviſche Anſicht des ganzen hier in Betracht kommenden Wellenſyſtems iſt.

Fig 658.

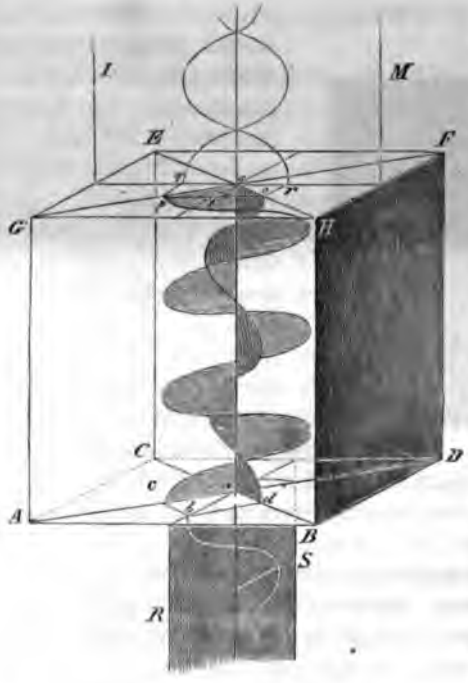


Es ſtellt hier $ABCD$ die untere, $EFGH$ die obere Fläche des Gypsblättchens und as die Richtung dar, in welcher ſich die Lichtſtrahlen durch das Blättchen fortpflanzen. RS iſt die Vibrationsebene der einfallenden Strahlen, deren Projection in Fig. 658 mit AB bezeichnet war; die

Vibrationsebenen der beiden Strahlen im Kryſtalle ſind $AGFD$ (ihre Projection war in Fig. 658 mit EF bezeichnet) und $CEHB$ (ihre Projection in Fig. 658 iſt GH). Die Schwingungsebene des Zerlegungsſpiegels iſt LM; ſie ſteht rechtwinklig auf RS, und ihre Projection in Fig. 658 iſt mit CD bezeichnet.

Wenn in einem beſtimmten Momente der eintretende Strahl an der unteren Gränzfläche des Blättchens eine Bewegung von a nach b hervorbringt, ſo wird dieſe Bewegung in der Gränzſchicht des Gypsblättchens eine Bewegung von a nach c und eine von a nach d hervorbringen. Wenn man die Figur mit einiger Aufmerkſamkeit betrachtet, ſo wird man den Lauf der Vibrationskurven in den Ebenen $ADGF$ und $EHBC$ leicht verfolgen können.

Fig. 659.



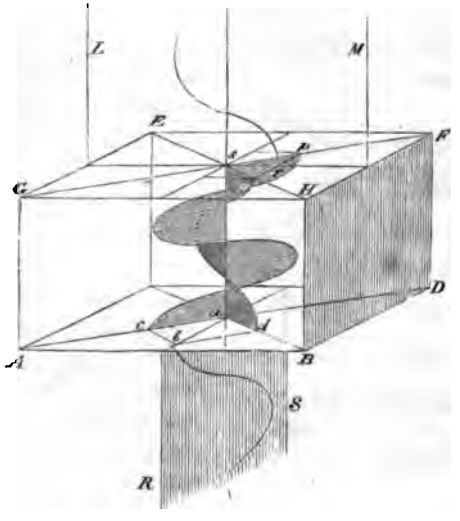
Beim Eintritt in den Kryſtall verkürzen ſich die Lichtwellen; weil aber im Gypſe ſelbſt die Elaſticität des Aethers in den beiden Ebenen GA DF und $EHBC$ nicht gleich iſt, ſo iſt auch die Wellenlänge in der einen Ebene nicht ſo groß wie in der andern.

In Fig. 659 liegen zwiſchen den beiden Oberflächen des Kryſtalls auf der Schwingungsebene $EHBC$ des einen Strahls 2 Wellenlängen, auf der Schwingungsebene GA DF des andern hingegen 3; der eine Strahl iſt alſo dem andern um eine Wellenlänge voraus. In dem Momente nun, wo an der unteren Gränzfläche der eintretende Strahl eine Bewegung von a nach b hervorruft, wird an der oberen Fläche der eine der beiden Strahlen im Kryſtalle eine Bewegung von s nach p, der andere eine Bewegung von s nach o hervorbringen, wovon man ſich leicht überzeugen kann, wenn man den Gang der beiden Vibrationskurven in den Flächen $EHBC$

und $GADF$ verfolgt. Die Vibrationen so und sp werden aber durch den oberen Spiegel des Apparates von Neuem zerlegt. so ruft in der Schwingungsebene des Zerlegungsſpiegels eine Bewegung von s nach r, sp aber eine Bewegung von s nach q hervor. Jede der Vibrationen sr und sq erzeugt in der Ebene LM ein Wellenſyſtem, allein weil die Bewegungen in beiden Wellenſyſtemen ſtets gerade entgegengeſetzt ſind, ſo heben ſie ihre Wirkung gegenſeitig auf, die Intenſität des reſultirenden Strahls wird alſo Null ſeyn.

Man ſieht alſo ein, warum, durch das rothe Glas geſehen, das Gypsblättchen im oberen Spiegel dunkel erſcheint, wenn es die bisher vorausgeſetzte Lage zwiſchen den gekreuzten Spiegeln, und wenn es gerade eine ſolche Dicke hat, daß der eine Strahl dem andern um eine ganze Wellenlänge vorausgeeilt iſt. Daſſelbe muß auch der Fall ſeyn, wenn das Blättchen die doppelte, dreifache, vierfache u. ſ. w. Dicke hat, ſo daß ein Strahl dem anderen und zwei, drei, vier u. ſ. w. ganze Wellenlängen voraneilt.

Fig. 660.



Nehmen wir nun die Dicke des Blättchens halb ſo groß, als wir ſie eben vorausgeſetzt hatten, alſo ſo, daß der eine Strahl dem andern nur um eine halbe Wellenlänge voraneilt. In Fig. 660 liegen innerhalb der Ebenen AB CD und $EFGH$ auf der Schwingungsebene $GADF$ $1\frac{1}{2}$, auf der Schwingungsebene EH BC aber 1 Wellenlänge. Wenn beim Austritt aus dem Kryſtalle das eine Wellenſyſtem in einem beſtimmten Moment eine Bewegung von s nach o hervorruft, ſo ruft gleichzeitig das andere Wellenſyſtem eine Bewegung von s nach p hervor. Zerlegt man nun dieſe beiden Vibrationen nach der Schwingungsebene des oberen Spiegels, ſo erhält man zwei Wellenſyſteme, in welchen alle Bewegungen ſtets dieſelbe Richtung haben; die beiden Wellenſyſteme, auf die Schwingungsebene des oberen Spiegels

reducirt, heben ſich alſo nicht auf, ſondern ſie verſtärken ſich; ſolche Gypsblättchen, welche gerade ſo dick ſind, daß der eine Strahl dem andern um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge vorauseilt, müſſen alſo unter den erwähnten Umſtänden hell erſcheinen.

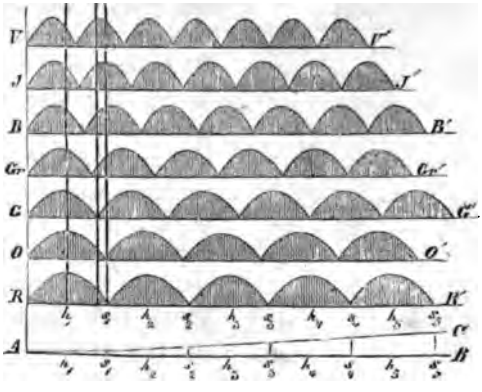
Daſſelbe wird ſtattfinden, wenn das Blättchen ſo dick iſt, daß der eine Strahl dem andern um $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$, $\frac{7}{2}$ u. ſ. w. Wellenlängen voraneilt.

Bringen wir nun wieder die keilförmig geſchliffene Glasplatte in der gehörigen Lage zwiſchen die gekreuzten Spiegel, betrachten wir ſie durch das rothe Glas, ſo werden wir die erwähnten hellen und dunklen Streifen ſehen, an der dünnſten Stelle erſcheint das Blättchen dunkel, an dem zunächſt folgenden dunklen Streifen iſt die Dicke des Blättchens ſo groß, daß ein Strahl dem andern um eine Wellenlänge voraneilt, an den nun folgenden dunklen Streifen iſt die Dicke des Blättchens der Reihe nach die doppelte, dreifache, vierfache. An den hellen Stellen iſt der eine Strahl dem andern um ein ungerades Vielfaches von $\frac{1}{2}$ Wellenlänge vorausgeeilt.

An der Stelle des erſten dunklen Streifens (für rothes Licht) beträgt die Dicke des Gypsblättchens 0,078, auf der Stelle des zweiten 0,157 Millimeter.

Stellt in Fig. 661 ABC die keilförmige Platte dar, ſind s_1, s_2 u. ſ. w. die Stellen, an welchen ſich die auf einander folgenden dunklen Streifen für rothes Licht befinden, ſo iſt die Entfernung $As_1 = s_1s_2 = s_2\,s_3$ u. ſ. w.; es läßt ſich alſo das Geſetz, nach welchem die Lichtſtärke bei Anwendung von rothem Lichte mit wachſender Dicke des Blättchens ab- und zunimmt, gerade ſo graphiſch darſtellen, wie wir es ſchon oben bei der Entwickelung der Geſetze der Newton'ſchen Ringe geſehen haben.

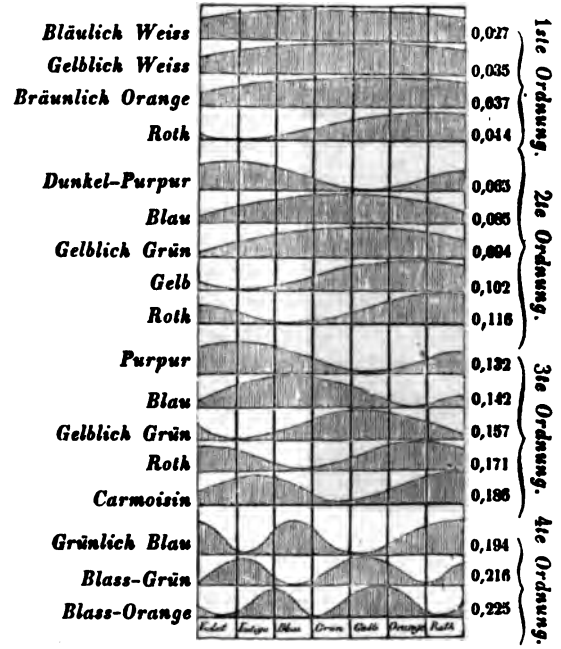
Fig. 661.



Da die Wellenlängen für violettes Licht kürzer ſind als für rothes, ſo wird auch nicht die Stelle der keilförmigen Platte den erſten dunklen Streifen für violettes Licht zeigen, deren Dicke 0,078 Millimeter iſt, ſondern eine andere, deren Dicke in demſelben Verhältniſſe geringer iſt, in welchem

die violetten Lichtwellen kürzer ſind, alſo eine Stelle, deren Dicke $0{,}078 \times 0{,}68^{mm}$ beträgt. In demſelben Verhältniſſe werden alſo auch die dunklen Streifen für violettes Licht näher zuſammenrücken, in demſel-

Fig. 662.



ben Verhältniſſe wird auch bei der Conſtruction der Intenſitätskurve für violettes Licht die Entfernung von einem Minimum zum andern kleiner werden müſſen.

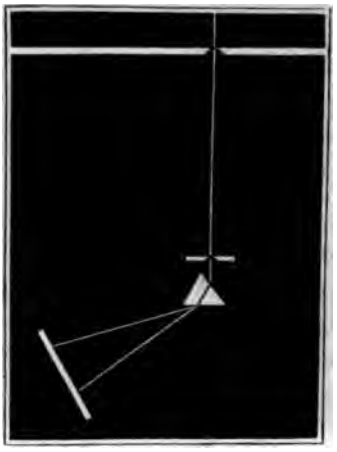
Daſſelbe gilt auch für die anderen Farben; kurz, man ſieht, daß hier genau dieſelben Verhältniſſe ſtattfinden wie bei den Farben dünner Schichten, daß die Figuren 661 und 662, welche uns gedient haben, um die Farbenerſcheinungen dünner Schichten abzuleiten, auch dienen können, um zu ermitteln, welche Färbung ein Gypsblättchen von gegebener Dicke zwiſchen den gekreuzten Spiegeln des Apparates zeigen wird, kurz daß die Farben dünner Schichten mit den Farben, welche dünne Kryſtallblättchen im polariſirten Lichte zeigen, identiſch ſind.

In Fig. 662 iſt auf der rechten Seite immer die Dicke des Gypsblättchens angegeben, welche zwiſchen den gekreuzten Spiegeln des Polariſationsapparates die auf der linken Seite genannte Farbe giebt.

Daß die Farben der Gypsblättchen wirklich ſo zuſammengeſetzt ſind, wie es die Theorie angiebt, läßt ſich dadurch zeigen, daß man ſie mit dem Prisma analyſirt; dazu iſt beſonders folgende Methode geeignet.

Man ſtelle ein Prisma ſo auf, wie es Fig. 663 zeigt; es iſt dies dieſelbe Anwendung, welche ſchon früher zur Erzeugung der Fraunhofer'ſchen Linien auf einem Schirm angewandt wurde; nur können die Spalten etwas weiter geöffnet ſeyn. Wenn man ein ſchönes Spectrum auf dem Schirme hat, ſo ſtellt man vor die Spalte, welche dicht vor das Prisma ſteht, ein zwiſchen zwei Nicol'ſchen Prismen befindliches Gypsblättchen auf.

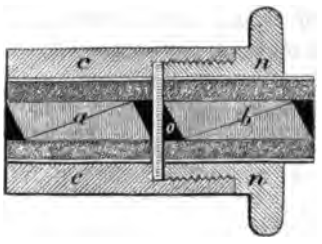
Fig. 663.



Weit ſchöner wird das Spectrum, wenn man die zweite Spalte wegläßt und eine Linſe von ½ bis 1 Meter Brennweite hinter der Linſe aufſtellt. Bei gehöriger Entfernung des Schirms ſind nun die Fraunhofer'ſchen Linien viel ſchärfer und deutlicher, und wenn man die Nicol'ſchen Prismen mit dem Gypsblättchen dicht bei die Spalte im Laden ſetzt, ſo zeigt ſich die ſogleich näher zu beſchreibende Erſcheinung ſehr brillant.

Das Gypsblättchen muß zwiſchen zwei runde Glasplatten gekittet ſeyn; um es bequem aufſtellen zu können, muß es mit den beiden Nicol'ſchen Prismen in eine geeignete Holzfaſſung eingeſetzt werden.

Fig. 664.



Eine ſolche zweckmäßige Faſſung iſt in Fig. 664 dargeſtellt. Das Nicol'ſche Prisma *a* iſt in einen Kork und dieſer wieder in eine Meſſinghülſe geſteckt; es iſt dies die gewöhnliche Art die Nicol'ſchen Prismen zu faſſen. Das Prisma iſt nun ſammt ſeiner Faſſung in einem hohlen Holzcylinder geſteckt, welcher auf der einen Seite noch vorragt und innen mit einem Schraubengewinde verſehen iſt; hier wird

das zwiſchen zwei Glasplatten gekittete Gypsblättchen *o* eingelegt und dann im zweiten hohlen Holzcylinder *n* eingeſchraubt, in welchem ein zweites Nicol'ſches Prisma *b* ſteckt. Das Gypsblättchen muß in der gehörigen Lage gegen die Polariſationsebene des Prismas *a* eingelegt werden; das zweite Prisma *b* iſt in ſeiner hölzernen Hülſe leicht drehbar.

Den ganzen Apparat kann man in einen mit einem Stiele verſehenen Holzring ſtecken, der auf ein geeignetes Statif paßt. Auf dieſe Weiſe kann man ihn leicht am gehörigen Orte aufſtellen.

Fig. 665.

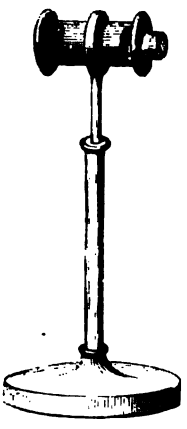


Fig. 665 ſtellt die ganze Vorrichtung ſammt ihrem Statif dar; der hier dargeſtellte Apparat weicht von dem in Fig. 664 im Durchſchnitte gezeichneten nur dadurch ab, daß die mittlere Hülſe *e* auf jeder Seite eine Vorragung hat, in welche man eine Hülſe mit einem Nicol'ſchen Prisma einſchrauben kann, während dies in dem Apparat Fig. 664 nur auf der einen Seite der Fall iſt. Man kann auf dieſe Weiſe das Licht, welches durch zwei Nicol'ſche Prismen in ein dazwiſchenliegendes Gypsblättchen gegangen iſt, durch ein zweites Gypsblättchen und dann abermals durch ein Nicol'ſches Prisma leiten.

Sind die beiden Nicol'ſchen Prismen gekreuzt und iſt in ein Gypsblättchen eingelegt, welches violett (dunkelpurpur) der zweiten Ordnung zeigt, ſo erſcheint ein dunkler Streifen im Gelb des Spectrums, iſt das Gypsblättchen roth der dritten Ordnung, ſo erſcheint ein dunkler Streifen im Blau, für grün vierter Ordnung ein dunkler Streifen im Blau und ein zweiter an der Gränze zwiſchen Roth und Orange.

Je dicker die Gypsblättchen ſind, um ſo mehr dunkle Streifen erſcheinen im Spectrum, zugleich aber wird die Farbe der Blättchen immer unſcheinbarer; ein Blättchen, welches drei dunkle Streifen zeigt, iſt ſchon faſt ganz weiß. Wenn die Gypsblättchen dick genug ſind, ſo iſt die Zahl der Streifen ſehr groß und die Streifen ſelbſt ſind alsdann ſehr fein.

So ſind denn die Farbenerſcheinungen der Gypsblättchen zwiſchen den gekreuzten Spiegeln vollſtändig erklärt, wenn die Schwingungsebenen im Gypsplättchen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der Spiegel machen. Wenn nun die Spiegel gekreuzt bleiben, oder das Gypsblättchen eine andere Lage erhält, ſo wird die Färbung nicht ihrer Art, ſondern nur ihrer Intenſität nach verändert, d. h. die Färbung bleibt dieſelbe, ſie nimmt nur an Lichtſtärke um ſo mehr ab, je mehr die Schwin-

gungsebenen im Kryſtallblättchen ſich den Schwingungsebenen der Spiegel nähern.

Aus dem, was oben, Seite 543, geſagt worden iſt, geht hervor, daß die Vibrationsintenſität der Wellenſyſteme, welche die beiden Strahlen im Gypsblättchen nach der Zerlgung durch den oberen Spiegel liefern, am größten ſeyn wird, wenn die Schwingungsebenen im Gypsblättchen den Winkel halbiren, welchen die Schwingungsebenen der beiden Spiegel mit einander machen; je mehr ſich aber die Schwigungsebenen im Gypsblättchen den Schwingungsebenen der Polariſationsſpiegel nähern, deſto geringer wird die Vibrationsintenſität des Strahlenbündels, welches jeder der beiden Strahlen im Gypsblättchen nach der Zerlegung durch den oberen Spiegel liefert; wenn aber die Intenſität der interferirenden Strahlenbündel geringer wird, ſo muß auch die Intenſität der Färbung geringer werden, welche durch die Interferenz hervorgebracht wird; ja das Gypsblättchen muß, wie wir ſchon geſehen haben, ganz dunkel erſcheinen, wenn die Schwingungsebenen der beiden Strahlen im Blättchen mit den Schwingungsebenen der beiden Spiegel ganz zuſammenfallen.

250 **Erſcheinungen gekreuzter Gypsblättchen zwiſchen gekreuzten Spiegeln.** Wenn man zwei Gypsblättchen ſo auf einander legt, daß die entſprechenden Schwingungsebenen in beiden zuſammenfallen, ſo werden ſie offenbar ſolche Erſcheinungen hervorbringen, als ob man eine einzige Platte angewendet hätte, deren Dicke gleich iſt der Summe der Dicken der beiden einzelnen Blättchen. Legt man aber die Blättchen ſo auf einander, daß ſich die entſprechenden Schwingungsebenen unter rechtem Winkel kreuzen, daß alſo die Schwingungsebene der geringſten Elaſticität im einen mit der Schwingungsebene der größten Elaſticität im andern zuſammenfällt, ſo wird der Strahl, welcher in dem einen Blättchen voraneilte, im andern zurückbleiben. Sind nun die gekreuzten Blättchen gleich dick, ſo wird das Voraneilen in dem einen Blättchen dem Zurückbleiben im andern gleich ſeyn, das eine Blättchen hebt die Wirkung des andern auf, es iſt gerade ſo, als ob man gar kein Gypsblättchen in den Apparat gebracht hätte. Der Verſuch beſtätigt dies vollkommen. Kreuzt man zwei Blättchen, welche einzeln ganz gleiche Farben zeigen, ſo wird die Stelle, an der die Blättchen über einander liegen, ganz dunkel erſcheinen, während die freien Ecken gleich gefärbt ſind.

Wären die Blättchen nicht gleich dick, ſo würden ſie, auf die angegebene Weiſe gekreuzt, Farben zeigen, und zwar gerade die Farbe, welche der Differenz ihrer Dicke entſpricht. Der Grund davon iſt leicht einzuſehen, und der Verſuch leicht anzuſtellen.

Dies läßt ſich anwenden, um mit Hülfe der keilförmigen Gypsplatte die Farbe eines jeden Blättchens zu beſtimmen. Wenn die keilförmige Platte in der gehörigen Lage in den Apparat gebracht iſt, hält man das zu prüfende Blättchen ſo darüber, daß die Schwingungsebenen des Blättchens die entſprechenden Schwingungsebenen der keilförmigen Platte kreuzen. An der Stelle, wo das Blättchen die Streifen der keilförmigen Platte überdeckt, erſcheinen dieſe verändert; an der Stelle, an welcher das Gypsblättchen mit der keilförmigen Platte gleiche Dicke hat, erſcheint ein ſchwarzer Streifen, weil ſich hier die Wirkungen des Blättchens und der keilförmigen Platte aufheben. Verfolgt man nun dieſen ſchwarzen Streifen bis dahin, wo die keilförmige Platte frei liegt, ſo wird im freien Theil ein farbiger Streifen die Fortſetzung des ſchwarzen bilden. Dieſer Farbſtreifen hat genau die Farbe, welche das Blättchen für ſich allein zeigt, und man kann nun auch leicht ſehen, zu welcher Ordnung dieſe Farbe gehört.

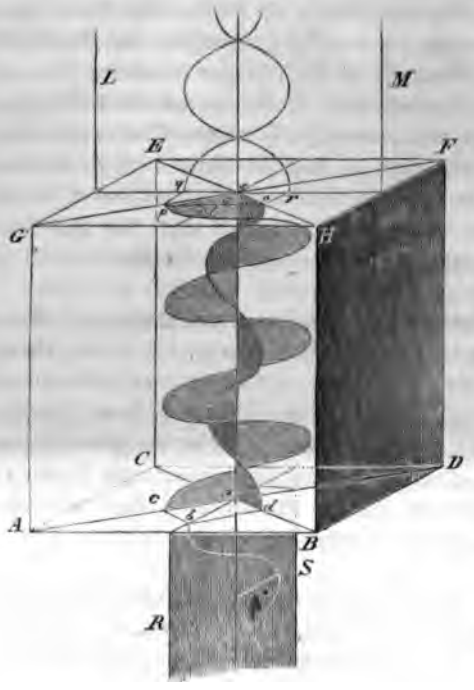
Farben der Gypsblättchen zwiſchen parallelen Spiegeln. Complementärfarben. Legt man das Gypsblättchen ſo, daß es bei gekreuzten Spiegeln möglichſt lebhafte Farben zeigt, dreht man alsdann den oberen Spiegel, ſo wird die Farbe blaſſer und blaſſer (d. h. mehr dem Weißen ſich nähernd); hat man um 45^0 gedreht, ſo ſcheint das Gypsblättchen ganz farblos; dreht man weiter, ſo erſcheint die complementäre Farbe, die am brillanteſten wird, wenn die Spiegel parallel ſind. Roth geht dabei über in Grün, Grün in Roth; Blau in Gelb, Gelb in Blau u. ſ. w. 251

Daß das Blättchen farblos erſcheint, wenn die Reflexionsebene des oberen Spiegels mit der des unteren einen Winkel von 45^0 macht, iſt leicht einzuſehen. In dieſem Falle fällt die Schwingungsebene des oberen Spiegels mit der Schwingungsebene des einen Strahls im Kryſtalle zuſammen. Der Spiegel pflanzt alſo dieſe Schwingungen fort. Die Schwingungen des andern Strahls im Kryſtalle ſind aber rechtwinklig zu der Schwingungsebene des oberen Spiegels, ſie werden alſo von dieſem Spiegel gar nicht fortgepflanzt; ſie können alſo auch mit den reflectirten Strahlen nicht interferiren, die Urſache der Farbenerſcheinung hört alſo auf.

Die Erklärung der Farbenerſcheinungen zwiſchen parallelen Spiegeln beruht auf demſelben Principe, welches wir oben anwandten, um die Farben zwiſchen gekreuzten Spiegeln zu erklären.

Werden die Vibrationen so und sp, Fig. 666, nach einer Ebene zerlegt, die mit der Schwingungsebene RS der einfallenden Strahlen parallel iſt, ſo erzeugen beide eine Vibration nach derſelben Richtung st, nach der Zerlegung durch den oberen Spiegel werden ſich alſo die beiden Wellenſyſteme unterſtützen müſſen.

Fig. 666.



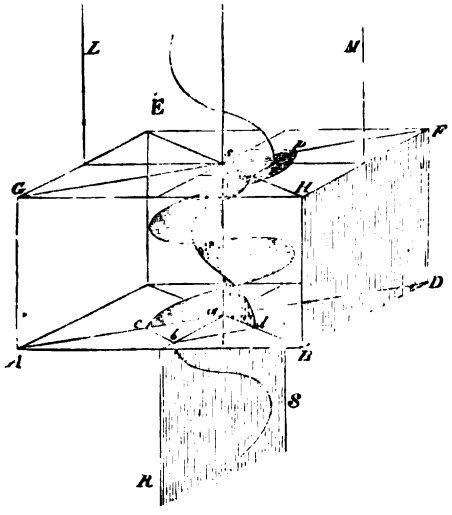
Für einfarbiges Licht erſcheinen alſo zwiſchen parallelen Spiegeln diejenigen Stellen hell, welche gerade ſo dick ſind, daß ein Strahl im Kryſtalle dem andern gerade um eine ganze oder mehrere ganze Wellenlängen voraneilt. Zwiſchen parallelen Spiegeln werden alſo gerade diejenigen Stellen der keilförmigen Platte durch das rothe Glas hell erſcheinen, die zwiſchen gekreuzten dunkel waren, diejenigen aber, die zwiſchen gekreuzten Spiegeln hell erſchienen, ſind nun dunkel.

Von dieſer letzteren Behauptung, daß zwiſchen parallelen Spiegeln gerade die Stellen dunkel erſcheinen müſſen, in welchen der eine Strahl dem andern um $\frac{1}{2}$ oder ein ungerades Vielfaches von $\frac{1}{2}$ Wellenlänge vorausgeeilt iſt, überzeugt man ſich durch Betrachtung der Fig. 667 (a. f. S.), ohne daß eine weitere Erläuterung nöthig wäre.

Nehmen wir nun weißes Licht ſtatt des einfarbigen, ſo werden bei parallelen Strahlen gerade diejenigen Farben im Teint des Gypsblättchens vorherrſchen, die ihm bei gekreuzten Spiegeln fehlen, diejenigen Farben aber werden hier den geringſten Einfluß auf die Färbung ausüben, die bei gekreuzten Spiegel vorherrſchen.

Demzufolge findet zwiſchen der Farbe, welche ein Gypsblättchen zwiſchen gekreuzten, und derjenigen, welche es zwiſchen parallelen Spiegeln

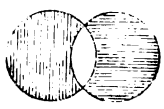
Fig. 667.



zeigt, eine solche Beziehung Statt, daß sie sich gegenseitig zu Weiß ergänzen, es sind also Complementärfarben, die hier in größter Reinheit und Schönheit sich zeigen.

Ersetzt man den Zerlegungsspiegel des Apparates durch ein doppeltbrechendes Prisma, so sieht man zwei Bilder des Gypsblättchens, welche complementär gefärbt sind; diese Färbung ist am stärksten, wenn die Schwingungsebene des einen Strahls im Kalkspathprisma mit der Schwingungsebene des Polarisationsspiegels zusammenfällt. Die Stelle, wo die beiden Bilder über einander fallen,

Fig. 668.



erscheint weiß. Am schönsten läßt sich dies zeigen, wenn man das Gypsblättchen mit einem schwarzen Schirm bedeckt, in welchem nur eine runde Oeffnung sich befindet, unter der gerade das Gypsblättchen liegt; man sieht dann durch das doppeltbrechende Prisma zwei farbige Kreise, deren Farben complementär sind; da aber, wo sie über einander fallen, erscheinen sie weiß, wie dies in Fig. 668 angedeutet ist.

Farbige Ringe in einaxigen Krystallen. Wenn man eine Kalk- 252
spathplatte, welche rechtwinklig zur optischen Axe geschliffen ist (eine solche Platte erhält man, wenn man die gegenüberliegenden stumpfen Ecken eines Rhomboeders in der Weise abschleift, wie es Fig. 669 angedeutet ist), zwischen die beiden Turmalinplatten der schon oben S. 540 beschriebenen Turmalinzange, Fig. 670, bringt und dann, indem man den Apparat dicht vor das Auge hält, nach dem hellen Himmel

Fig. 669.

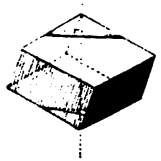


Fig. 670.

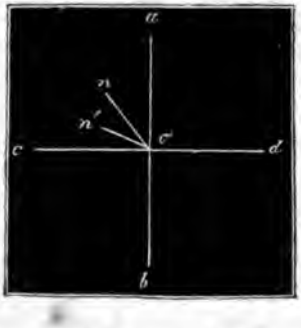
…recht hellen Fläche ſieht, ſo erblickt man ein prächtiges …em; wenn die Turmalinplatten gekreuzt ſind, ſo ſieht man die …ng Fig. 1 Tab. II.; ſind aber die Turmalinplatten ſo geſtellt, daß ihre Polariſationsebenen parallel ſind, ſo ſieht man die Erſcheinung

Fig. 671.

Fig. 671, in welcher alle Farben complementär zu den Farben der entſprechenden Stellen in Fig. 1 Tab. II. ſind, weshalb auch hier ſtatt des ſchwarzen Kreuzes ein weißes erſcheint.

Die Turmalinzange ſtellt eigentlich einen kleinen Polariſationsapparat dar; die eine Pl… …etzt den Polariſationsſpiegel, die and… …n Zerlegungsſpiegel jenes Appa… …enn eine Kryſtallplatte auf dem mittleren Tiſchlein des Polari… …rates liegt, ſo können nur ſolche Strahlen, die nahe rechtn… …Platte gegangen ſind, zum oberen Spiegel und von da zun… … Betrachtet man das Auge als die Spitze eines Kegels, deſſen …e die auf dem Tiſchlein liegende Kryſtallplatte iſt, ſo iſt dieſer …hr ſpitzer; die Strahlen, welche von dem Rande des Blättchens u… …e gelangen, haben faſt dieſelbe Richtung, wie die durch ſeine Mitte gegangene. Legt man aber eine Kryſtallplatte in die Turmalinzange, bringt man dieſe dicht ans Auge, ſo überſieht man ein größeres Feld, d. h. außer ſolchen Strahlen, die rechtwinklig oder nahe rechtwinklig durch die Kryſtallplatte gingen, gelangen auch noch ſolche Strahlen ins Auge, welche die Platte in ſehr ſchräger Richtung durchliefen. Die Geſammtheit aller durch die Platte, in das Auge gelangenden Strahlen bildet einen ziemlich ſtumpfen Kegel.

Fig. 672.



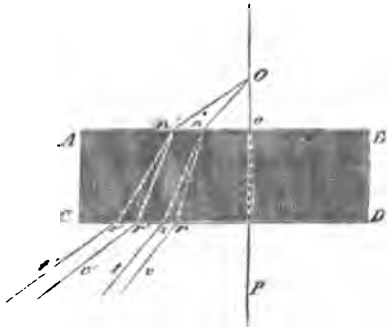
Die erwähnte Ringerſcheinung läßt ſich nun leicht erklären. In Fig. 672 ſtelle die Ebene des Papiers die Oberfläche des zwiſchen die Turmalinplatten gelegten Kryſtalls dar. Das Auge des Beſchauers befinde ſich gerade über o; die Richtung der rechtwinklig durch die Platte gehenden Strahlen erſcheint alſo in unſerer Figur zu einem Punkte o verkürzt. ab ſey die Schwingungsrichtung der erſten, cd die der zweiten Turmalinplatte. Wenn nun die Kryſtallplatte rechtwinklig auf die Axe geſchnitten iſt, ſo gehen die Strahlen, welche rechtwinklig zu den Oberflächen

durch die Platten ſich bewegen, in der Richtung der optiſchen Axe hindurch. In dieſer Richtung findet aber keine Spaltung in zwei Strahlen Statt; die Mitte des Geſichtsfeldes wird alſo gerade ebenſo erſcheinen, als ob gar keine Kryſtallplatte zwiſchen den gekreuzten Turmalinplatten läge.

Betrachten wir den Fußpunkt des von dem Auge auf die Kryſtallplatte gefällten Perpendikels als die Mitte des Geſichtsfeldes; dieſe Mitte wird, wie eben erwähnt wurde, dunkel erſcheinen. Betrachten wir nun irgend einen andern Punkt *n* der Oberfläche des Kryſtalls. Die hier austretenden und nach dem über *o* ſtehenden Auge gelangenden Strahlen haben die Platte nicht in der Richtung der optiſchen Axe durchlaufen. Bei *n* tritt alſo ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl aus der Platte; der eine Strahl iſt dem andern vorangeeilt; nach der Zerlegung durch die obere Turmalinplatte tritt alſo ganz derſelbe Fall ein, wie für ein Gypsblättchen zwiſchen den gekreuzten Spiegeln des Polariſationsapparates. Während alſo der Punkt *o* zwiſchen den gekreuzten Turmalinplatten dunkel erſcheint, wird der Punkt *n* eine Farbe haben, deren Natur davon abhängt, um wie viel Wellenlängen der eine Strahl dem andern vorausgeeilt iſt.

Betrachten wir nun den Gang der beiden in *n* austretenden Strahlen etwas genauer. In Fig. 673 ſtelle *ABCD* den Durchſchnitt der Kryſtallplatte mit einer Ebene dar, welche durch die Linie *no*, Fig. 672, und das Auge *O* geht, ſo iſt *OoP* das vom Auge auf der Oberfläche des Kryſtalls gefällte Perpendikel, welches in Fig. 672 zum Punkte verkürzt erſchien und welches mit der optiſchen Axe im Kryſtalle zuſammenfällt. — Wenn von *O* ein Lichtſtrahl, *On*, auf die Kryſtallplatte fiele, ſo würde er beim Eintritte in den Kryſtall in zwei Strahlen, *ns* und *nr*, geſpalten werden, die nach *st* und *rv* parallel mit *nO* austreten. Wenn alſo umgekehrt ein Lichtſtrahl *ts* auf die Platte fällt, ſo wird er in zwei geſpalten, von denen nur der ordinäre nach *n* gelangt. Ein zweiter Strahl *vr* aber, der die Platte trifft, ſendet einen extraordinären Strahl nach *n*, bei *n* trit alſo ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl in der Richtung *nO* aus.

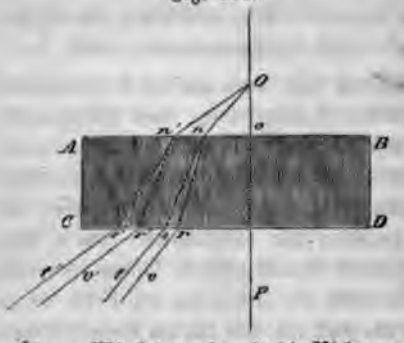
Fig. 673.



Die Länge der Wege *ns* und *nr* iſt ſo wenig von einander verſchieden, daß man dieſe Differenz bei unſerer Betrachtung ganz unberückſichtigt laſſen kann; auf dem Wege *ns* aber liegen weniger Wellenlängen als auf

nr, weil der eine dieſer Strahlen ein ordinärer, der andere ein extraordinärer, weil alſo die Wellenlänge für den einen kürzer iſt als für den andern. Nehmen wir an, der eine Strahl ſey dem andern um eine Wellenlänge vorangeeilt.

Fig. 674.



Die Strahlen, die von einem Punkte n' der Oberfläche des Kryſtalls in's Auge gelangen, der noch weiter von o entfernt iſt als n, haben den Kryſtall in einer Richtung durchlaufen, die mit der optiſchen Axe einen noch größeren Winkel macht als die Richtung der bei n austretenden Strahlen; folglich iſt die Wellenlänge der beiden bei n' austretenden Strahlen im Kryſtalle noch mehr von einander verſchieden, als dies für die bei n austretenden der Fall iſt, das Voraneilen des einen Strahls iſt alſo noch bedeutender. Wir wollen annehmen, daß der eine Strahl dem andern um zwei Wellenlängen vorausgeeilt ſey.

Wie wird nun dieſe Platte zwiſchen den Turmalinplatten erſcheinen? Offenbar muß etwas Aehnliches ſtattfinden, wie bei einer keilförmigen Gypsplatte im Polariſationsapparate. Zwiſchen gekreuzten Turmalinen muß die Stelle o dunkel erſcheinen, weil von den hier austretenden Strahlen keiner dem andern vorausgeeilt iſt, ſie haben ja den Kryſtall in der Richtung der optiſchen Axe durchlaufen. Die Stelle n wird ebenfalls dunkel erſcheinen (für einfarbiges Licht), ſie entſpricht der Stelle der keilförmigen Platte, welche ſo dick iſt, daß der eine Strahl dem andern um eine Wellenlänge vorausgeeilt iſt; ebenſo erſcheint n' dunkel, dieſer Punkt entſpricht dem zweiten dunklen Streifen der Gypsplatte. Zwiſchen o und n iſt eine Stelle, an welcher ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl nach dem Auge hin austreten, von denen der eine dem andern um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge vorausgeeilt iſt, dieſe Stelle wird alſo hell erſcheinen; ebenſo befindet ſich eine helle Stelle zwiſchen n und n', von den hier austretenden Strahlen iſt der eine dem andern um $\frac{3}{2}$ Wellenlänge vorausgeeilt.

Denken wir uns um o auf der Oberfläche der Kryſtallplatte einen Kreis mit dem Radius on gezogen, ſo werden alle Strahlen, die von dem Umfange dieſes Kreiſes in's Auge gelangen, ſich ebenſo verhalten wie die von n herkommenden, denn alle dieſe Strahlen haben den Kryſtall in gleicher Neigung gegen die optiſche Axe durchlaufen; wenn alſo der Punkt n zwiſchen den Turmalinplatten dunkel erſcheint, ſo erſcheint der ganze Umfang

des Kreiſes dunkel, deſſen Mittelpunkt o und deſſen Radius on iſt. Um den dunklen Mittelpunkt o erſcheint alſo zunächſt ein heller Kreis, dann ein dunkler, deſſen Radius on iſt, auf dieſen folgt wieder ein heller Ring, dann ein zweiter dunkler Ring, deſſen Halbmeſſer on' iſt u. ſ. w.

Sieht man durch die zwiſchen gekreuzte Turmalinplatten gelegte Platte nach einer monochramatiſchen Flamme, ſo ſieht man eine Reihe von concentriſchen Kreiſen, die immer feiner und feiner werden.

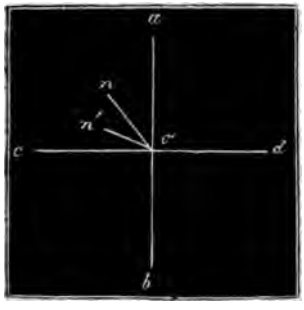
Wenn man ſtatt des einfarbigen Lichts weißes Licht anwendet, wenn man alſo z. B. gegen den hellen Himmel ſieht, ſo erblickt man natürlich ſtatt der hellen und dunklen Ringe eine Reihe verſchiedenfarbiger Ringe, die von dem Mittelpunkte aus in derſelben Ordnung auf einander folgen, wie die Farben der keilförmigen Platten.

Das oben beſprochene Ringſyſtem erſcheint aber von einem ſchwarzen Kreuze unterbrochen, deſſen Mittelpunkt mit dem Mittelpunkte der Ringe zuſammenfällt; wir wollen uns jetzt zu der Erklärung dieſes ſchwarzen Kreuzes wenden.

Bei der Erklärung der Farbenerſcheinungen in dünnen Gypsblättchen haben wir geſehen, daß die Färbung eines ſolchen Blättchens zwiſchen gekreuzten Spiegeln der Art noch ungeändert bleibt, wenn man ihm verſchiedene Lagen giebt, daß aber dabei die Intenſität der Färbung variirt. Das Blättchen erſcheint am lebhafteſten gefärbt, wenn die Schwingungsebenen der beiden Strahlen einen Winkel von 45° mit der Schwingungsebene des unteren Spiegels machen; dreht man das Blättchen aus dieſer Lage heraus, ſo nimmt ſeine Helligkeit ab, bis es endlich ganz dunkel erſcheint, wenn die Schwingungsebene des einen der beiden Strahlen mit der des unteren Spigels, die Schwingungsebene des andern Strahls im Kryſtalle mit der des oberen Spiegels zuſammenfällt.

Wir ſehen daraus, daß die Intenſität der Färbung davon abhängt, welche Lage die Schwingungsebenen im Kryſtalle gegen die Schwingungsebenen der beiden Spigel oder, in unſerem Falle, der beiden Turmalinplatten haben. Bei den Gypsblättchen ſind die Schwingungen aller durchgehenden Strahlen mit zwei beſtimmt anzugebenen Linien parallel, bei einer ſenkrecht auf die Axe geſchnittenen Kryſtallplatte aber iſt dies nicht der Fall.

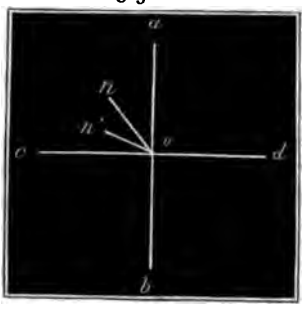
Fig. 575.



Von einem Punkte n, Fig. 575, der Oberfläche eines ſenkrecht auf die Axe geſchliffenen einaxigen Kryſtalls tritt ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl

nach dem über o befindlichen Auge aus; die Ebene, welche ſich durch den Punkt n und und die in o zum Punkte verkürzte Richtung der optiſchen Axe legen läßt, iſt der Hauptſchnitt für dieſe Strahlen; die Swingungen des extraordinären Strahls finden nun in dieſem hier zur Linie no verkürzten Hauptſchnitte ſelbſt Statt, die Schwingungen des ordinären ſind rechtwinklig auf demſelben. Für einen andern Punkt n' der Oberfläche des Kryſtalls iſt aber $n'o$ die Projection des Hauptſchnitts, die Schwingungsebenen der von n' nach dem Auge gelangenden Strahlen haben alſo eine andere Lage als die Schwingungsebenen der von n kommenden Strahlen. Wenn nun der Punkt n ſo liegt, daß die Linie no einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen ab und cd der beiden Turmalinplatten macht, ſo werden die Farben an dieſer Stelle n ein Maximum von Helligkeit zeigen; je mehr aber die von dem Austrittspunkte nach o gezogene Linie ſich der Linie ab oder cd nähert, deſto dunkler wird die Färbung werden; vollkommene Dunkelheit muß endlich an allen Punkten der Linien cd und ab ſelbſt ſtattfinden. So erklärt ſich das ſchwarze Kreuz.

Fig. 576.



Der Durchmeſſer der Ringe hängt von der Dicke der Platten ab, er iſt der Quadratwurzel aus der Dicke proportional; für eine 4mal, 9mal dickere Kalkſpathplatte werden die Durchmeſſer der Ringe 2mal, 3mal kleiner ſeyn.

Auch die anderen einaxigen Kryſtalle, den Bergkryſtall ausgenommen, zeigen dieſelbe Erſcheinung, nur ſind für gleich dicke Platten die Ringe um ſo enger, je ſtärker die doppelte Brechung der Subſtanz, d. h. je größer der Unterſchied zwiſchen dem größten und kleinſten Brechungsexponenten für dieſelbe iſt; ſo ſind z. B. die Ringe in einer Kalkſpathplatte weit enger als in einer gleich dicken Platte von eſſigſaurem Kalkkupfer.

Daß zwiſchen parallelen Turmalinen die complementäre Figur mit dem weißen Kreuze erſcheint, bedarf keiner Erklärung. Die nähere Unterſuchung der Modificationen, welche die Ringfigur erleidet, wenn die Turmalinplatten weder parallel noch gekreuzt ſind, würde uns zu weit führen.

Was die Bearbeitung ſolcher Kryſtallplatten betrifft, welche zu dieſen Verſuchen angewendet werden, ſo iſt ſie ſo einfach, daß ſich Jeder leicht ſelbſt ſolche Platten vorrichten kann; das Schleifen und Poliren härterer mineraliſcher Körper überläßt man freilich am beſten einem Glasſchleifer, deſto leichter ſind dagegen auflösliche Salze zu behandeln; man ſchleift

nämlich die Flächen, welche ſenkrecht auf der optiſchen Axe ſtehen, zuerſt auf einem feinen Schleifſtein an, polirt ſie dann auf einem leinenen Läppchen, auf welchem ganz feines caput mortuum, mit einer ganz geringen Menge von Waſſer angefeuchtet, eingerieben worden iſt. Nachdem dies geſchehen iſt, putzt man die polirten Flächen mit einem trockenen Tuche ſorgfältig ab und kittet ſie mit Hülfe von canadiſchem Balſam zwiſchen zwei Glasplatten, damit die polirten Flächen nicht wieder durch den Einfluß der Luft ihren Glanz verlieren.

Beſonders leicht ſind die Kryſtallplatten dann zu präpariren, wenn die optiſche Axe auf einer Spaltungsfläche ſenkrecht ſteht, wie dies z. B. beim ſchwefelſauren Nickeloxyd der Fall iſt. Das ſchwefelſaure Nickeloxyd kryſtalliſirt bei verſchiedenen Temperaturen in verſchiedenen Formen; unter 15° kryſtalliſirt es in gleicher Form mit dem Zinkvitriol, und in dieſem Falle iſt es optiſch zweiaxig; bei einer Temperatur von 15 bis 20° kryſtalliſirt es in Quadratoctaedern, alſo in optiſch einaxigen Kryſtallen, welche ſenkrecht zur optiſchen Axe ſehr vollkommen ſpaltbar ſind; hat man durch Spaltung eine Platte mit recht ebenen glänzenden Flächen erhalten, ſo kann man ſie ohne Weiteres zwiſchen die Glasplatten kitten. Auch das Blutlaugenſalz iſt in einer Richtung ſehr vollkommen ſpaltbar, welche rechtwinklig zur optiſchen Axe iſt; doch erſcheinen die Ringe in demſelben ſelten ganz regelmäßig, ſondern am meiſtens verzerrt, was auf eine Störung in der kryſtalliniſchen Structur hinzudeuten ſcheint; ähnliche Unregelmäßigkeiten beobachtet man auch an dem Ringſyſteme des Berylls.

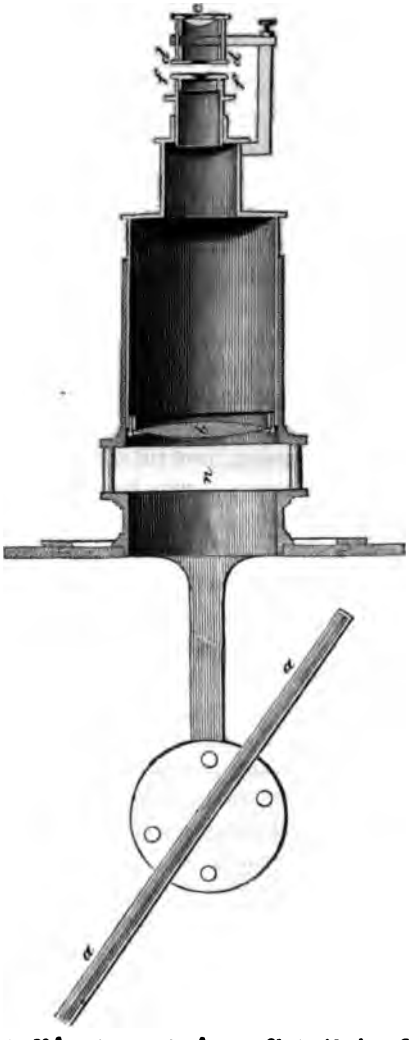
Um das das Ringſyſtem zu beobachten, ſind außer den ſchon genannten noch beſonders folgende einaxige Kryſtalle geeignet: Salpeterſaures Natron, Turmalin, ſaures arſenikſaures Kali, Honigſtein, eſſigſaures Kalkkupfer und Eis.

Das ſalpeterſaure Natron kryſtalliſirt in Rhomboedern, wie der Kalkſpath, und hat eine noch ſtärkere doppelte Brechung; das eſſigſaure Kalkkupfer, ein Doppelſalz von eſſigſaurem Kupfer und eſſigſaurem Kalk, kryalliſirt in 8ſeitigen Säulen und iſt durch ſeine prachtvolle blaue Farbe ausgezeichnet; wegen der dunklen Farbe dieſes Salzes ſieht man ſeine Ringe am beſten, wenn man hellgrüne Turmaline anwendet.

Daß das Eis wirklich eine kryſtalliniſche Structur hat, ließ ſich ſchon daraus erwarten, daß die Schneeflocken ſo regelmäßige Formen zeigen, obgleich man an dem Eiſe ſelbſt keine regelmäßigen Kryſtallflächen beobachtet; dieſe Vermuthung wird nun durch die optiſchen Eigenſchaften des Eiſes vollkommen beſtätigt. Wenn die Eisdecke irgend eines Gewäſſers eine Dicke von 2 bis 4 Centimetern erreicht hat, ſchlage man aus dieſer Decke eine Platte heraus und bringe ſie ſogleich in die Turmalinzange, ſo wird man ohne Weiteres ein Ringſyſtem, wie im Kalkſpathe, ſehen, nur ſind der ge-

ringeren doppelten Brechung des Eiſes wegen die Durchmeſſer der Ringe hier trotz der Dicke der Platte noch ziemlich groß; die optiſche Axe des Eiſes ſteht alſo rechtwinklig zur natürlichen Oberfläche der Eisdecken, und das Eis gehört wirklich in das hexagonale Kryſtallſyſtem, wohin es auch nach der Geſtalt der Schneeflocken, welche ſechſeitige Sterne bilden, gehört.

Fig. 677.



Beim Apophyllit und beim unterſchwefelſauren Kalk weicht die Aufeinanderfolge der Farben des Ringſyſtems von der gewöhnlichen ab.

253 **Verſchiedene Methoden, die Ringſyſteme in Kryſtallen zu beobachten.** Die einfachſte Beobachtungsart der Ringſyſteme iſt die, daß man die Kryſtallplatte in die Turmalinzange legt; doch ſind unter Umſtänden andere Beobachtungsmethoden vorzuziehen.

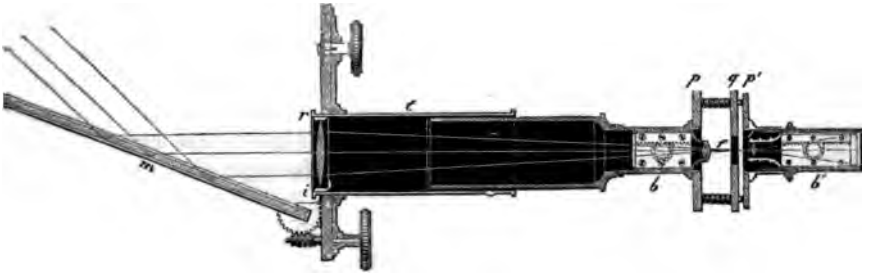
Um das Ringſyſtem objectiv auf einer Wand darzuſtellen, kann man den Fig. 677 dargeſtellten, einem Sonnenmikroſkope ähnlichen Apparat anwenden, welcher ebenſo wie dieſes in den Laden eines dunklen Zimmers eingeſetzt wird.

Er beſteht nämlich ebenfalls aus einem Spigel *a*, einer Linſe *b* von ungefähr 22^{cm} Brennweite und einer zweiten Linſe *c* von weit kürzerer Brennweite, welche jedoch nicht immer gebraucht wird. Das Licht iſt in der Regel durch den auf die Rückſeite geſchwärzten Polariſationsſpiegel *a* hinlänglich polariſirt; die Kryſtallplatte, in welche einem Schirme befeſtigt iſt, wird bei *n* eingeſchoben, ſo

daß ſie von den polariſirten Strahlen eher getroffen wird als die Linſe *b*; die Linſen *b* und *c* ſind um die Summe ihrer Brennweiten von einander entfernt, und bei *d* iſt ein doppeltbrechendes Prisma eingeſetzt.

Man bedarf zur objectiven Darſtellung der Farbenringe nicht einmal eines beſondern Apparates, man kann dazu ohne Weiteres die Beleuchtungsröhre des Sonnenmikroſkops anwenden. Man hat zu dieſem Zwecke aus dem Apparate Fig. 678 nur die Röhre, welche die Objectivlinſe

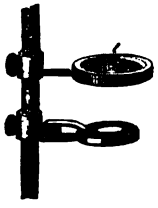
Fig. 678.



enthält, wegzunehmen und die Kryſtallplatte, zwiſchen zwei Turmalinplatten gelegt, in den Brennpunkt der Linſe *f* zu bringen; man kann alsdann das Bild auf einem Schirme auffangen. Es iſt gleichgültig, in welcher Entfernung man den Schirm aufſtellt; das Ringſyſtem erſcheint um ſo größer, aber auch um ſo lichtſchwächer, je weiter er entfernt iſt.

Wenn man die Farben der Ringe ganz rein ſehen will, ſo darf man natürlich die Kryſtallplatte nicht zwiſchen Turmalinplatten bringen, weil dieſe ſchon ſelbſt gefärbt ſind. Man könnte die Ringe freilich auch im Polariſationsapparate ſehen, wenn man die Kryſtallplatte dicht unter den Zerlegungsſpiegel hält; doch iſt dieſe Beobachtungsart höchſt unbequem; ſehr ſchön aber kann man die Ringe im Polariſationsapparate auf folgende Weiſe ſehen.

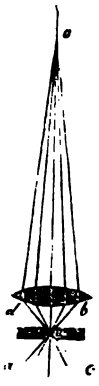
Fig. 679.



Man bringe oberhalb des Tiſchchens eine Sammellinſe an, welche man nach Belieben auf- und abſchieben kann, ſo daß ihre Axe ſtets in der Mitte des Apparates bleibt; es läßt ſich dies am einfachſten dadurch erreichen, daß man die eine Säule des Apparates, wie man in Fig. 679 ſieht, mit einer verſchiebbaren Hülſe umgiebt, an welcher ſich ein kurzes Stäbchen mit einem Ringe befindet, welcher zur Aufnahme der Linſe *l* dient. Vertikal unter der Linſe befindet ſich die Kryſtallplatte;

ſie iſt durch ein federndes Zängelchen gehalten und kann vermittelſt eines Kugelcharniers leicht in die gehörige Stellung gebracht werden. Wenn man die Kryſtallplatte ſo gerichtet hat, daß ſie genau unter der Linſe ſteht und daß die optiſche Axe der Platte mit der Platte der Linſe zuſammenfällt, ſo erblickt man im Zerlegungsſpiegel des Apparates ein zierliches Ringſyſtem.

Fig. 680.



Daß man unter dieſen Umſtänden die Ringe ſieht, erklärt ſich folgendermaßen; nehmen wir an, ab und cd ſeyen diejenigen Strahlen, welche, die Kryſtallplatte ſchräg durchlaufend, die Farben der äußerſten Ringe liefern, ſo werden alle anderen Strahlen, welche den Kryſtall bei m weniger ſchräg durchlaufen, je nach ihrer Richtung alle Farben der übrigen Ringe zeigen; wenn nun über der Kryſtallplatte eine Linſe ſo angebracht wäre, daß m ihr Brennpunkt wäre, ſo würden alle von m aus nach der Linſe divergirenden Strahlen einander parallel aus derſelben austreten; wenn aber der Punkt m weiter als die Brennweite der Linſe von derſelben abſteht, ſo werden die von m aus divergirenden Strahlen unter einem ſpitzen Winkel nach o convergiren, oder, mit anderen Worten, der Winkel, welchen die einzelnen Strahlen des in o convergirenden Strahlenkegels mit der Axe deſſelben machen, iſt kleiner als der Winkel, den dieſelben Strahlen beim Austritte aus der Kryſtallplatte mit dieſer Axe machen, man wird alſo das Ringſyſtem verkleinert ſehen.

Damit nur ſolche Strahlen auf den Kryſtall fallen, welche von dem unteren Spiegel vollſtändig polariſirt worden ſind, kann man noch unter dem Kryſtalle eine Linſe anbringen, welche die vertikal von unten kommenden Strahlen nach der Platte concentrirt; man kann dieſe Linſe auf das Tiſchchen legen.

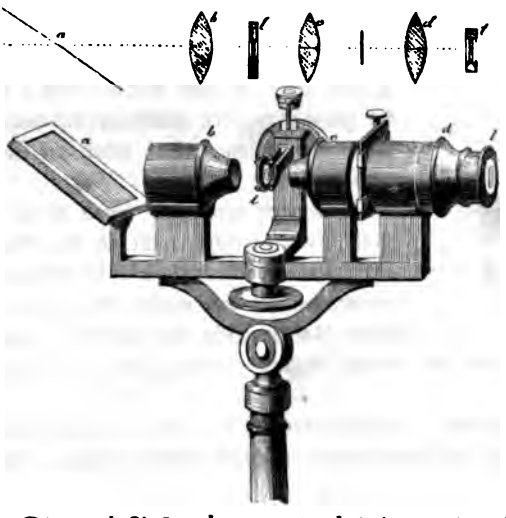
Die Verkleinerung hängt von der Brennweite der Linſe und von ihrer Stellung gegen die Kryſtallplatten ab; in der Regel iſt eine Linſe von ungefähr 3 Centimetern Brennweite die paſſendſte; doch iſt es zweckmäßig, wenn der Apparat ſo eingerichtet iſt, daß man die Linſe vertauſchen kann.

Am vollſtändigſten und ſchönſten laſſen ſich die Farbenringe im Polariſationsapparate mit Hülfe des von Airy angegebenen Linſenapparates zeigen. Eine Linſe befindet ſich unter der Kryſtallplatte, eine zweite über derſelben; die beiden Linſen ſind um die Summe ihrer Brennweiten von einander entfernt, und die Kryſtallplatte befindet ſich im gemeinſchaftlichen Brennpunkte derſelben. Die untere Linſe bewirkt, daß nur ſolche Strahlen nach dem Kryſtalle convergiren, welche nach dem un-

teren Spiegel vollſtändig polariſirt worden ſind; der Strahlenkegel fällt aber nun ſo auf die zweite Linſe, daß alle Strahlen unter einander parallel aus derſelben austreten; ſo treffen ſie nun auf den oberen Spiegel des Apparates, werden von dieſem vollſtändig zerlegt und nach einer dritten Linſe reflectirt, welche ſie nach dem Auge convergiren macht. Die drei Linſen haben gleiche Brennweite.

Auf eine ähnliche Weiſe ſind die Linſen in dem von Soleil conſtruirten Apparat, Fig. 681, angebracht, welcher ſich beſonders zu Meſſun-

Fig. 681.



gen eignet. Die drei Linſen *b*, *c* und *d* haben gleiche Brennweite, nämlich 3 Centimeter, der Kryſtall befindet ſich im gemeinſchaftlichen Brennpunkte der Linſen *b* und *c*, welche um die Summe ihrer Brennweiten von einander abſtehen; die von dem Polariſationsſpiegel *a* parallel auf die Linſe *b* fallenden Strahlen werden alſo auch als Parallelſtrahlen die Linſe *c* verlaſſen und die Linſe *d* treffen, durch welche ſie wieder convergent gemacht werden. Als Lichtzerleger dient hier die Turmalinplatte *t*. Zwiſchen den Linſen *c* und *d* iſt auf paſſende Weiſe ein Mikrometer angebracht, mit Hülfe deſſen man genaue Meſſungen anſtellen kann; die Zange, welche den Kryſtall trägt, iſt um eine horizontale Axe drehbar, und man kann die Drehung auf einem vertikalen getheilten Kreiſe ableſen.

Farbenringe in zweiaxigen Kryſtallen. Wenn man eine Salpe- 254
terplatte, welche ſenkrecht auf die Mittellinie geſchliffen iſt, ſo zwiſchen die gekreuzten Turmalinplatten legt, daß die Ebene der beiden optiſchen

Axen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der beiden Turmalinplatten macht, ſo ſieht man das ſchöne Ringſyſtem Fig. 2 Tab. II.

Der Salpeter gehört dem rhombiſchen Kryſtallſyſteme an; er kryſtalliſirt in der Regel in Form einer 6ſeitigen Säule, Fig. 682; die Richtung der Mittellinie iſt parallel mit den Kanten dieſer Säule; wenn man alſo eine Platte ſchleift, deren Oberflächen ſenkrecht auf den Kanten der Säule ſtehen, ſo wird eine ſolche Platte das beſprochene Ringſyſtem zeigen. Wenn Fig. 683 der rechtwinklige Durchſchnitt der Säule iſt, ſo iſt *lm* die Projection der Ebene der beiden optiſchen Axen; die Kryſtallplatte muß alſo ſo zwiſchen die Turmalinplatten gelegt werden, daß die Linie *lm* einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der beiden Turmalinplatten macht, wenn die Fig. 2 Tab. II. erſcheinen ſoll.

Fig. 682.

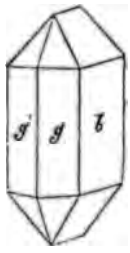
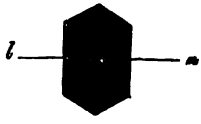


Fig. 683.

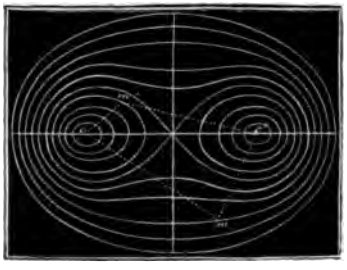


Man wird wohl ſehr ſelten einen Salpeterkryſtall finden, welcher nicht in der Mitte mit mehr oder weniger bedeutenden röhrenartigen Höhlungen durchzogen iſt; dies macht aber die Kryſtalle zu unſerem Zwecke nicht unbrauchbar, denn gegen den Rand hin finden ſich immer Stellen, welche groß genug und vollkommen rein ſind.

Wir wollen nun zuerſt die Geſtallt der farbigen (iſochromatiſchen) Kurven und dann die Form der ſie durchſchneidenden ſchwarzen Büſchel näher unterſuchen.

Die Erſcheinung Fig. 2 Tab. II. beſteht offenbar aus einer Verbindung von zwei Ringſyſtemen, von welchen jedes eine optiſche Axe umgiebt; d. h. die vom Mittelpunkte eines ſolchen Ringſyſtems nach dem Auge austretenden Strahlen haben den Kryſtall in der Richtung einer optiſchen Axe durchlaufen. Herſchel, welcher dieſe Erſcheinung genau unterſuchte, hat gezeigt, daß die farbigen Kurven Lemniscaten ſind, d. h. krumme Linien, welche, wie die in Fig. 684 verzeichneten, die Eigenſchaft haben, daß, wenn man von irgend einem Punkte *m* einer ſolchen Kurve Linien nach den beiden Mittelpunkten *c* und *c'* gezogen denkt, das Product dieſer beiden Lichtſtrahlen *cm*

Fig. 684.



und $c'm$ eine beſtändige Größe iſt, deren Werth ſich immer von einer Kurve zur folgenden ändert.

Auch hier werden die Kurven um ſo weiter, je dünner die Kryſtallplatte wird. Geſetzt, man habe eine Salpeterplatte, welche die Lemniscaten gerade ſo zeigt, wie man Fig. 684 ſieht, d. h. fünf geſchloſſene Kurven um jede Axe, während die folgenden Ringe beide Axen umſchließen, ſo werden, wenn man die Platte dünner ſchleift, alle Ringe an Ausdehnung zunehmen, während doch die Mittelpunkte der Ringſyſteme unverändert an derſelben Stelle bleiben; deshalb muß mit abnehmender Dicke auch die Zahl der geſchloſſenen Kurven, welche um jede Axe herumgehen, immer mehr abnehmen; hat man die Dicke um ein Beſtimmtes vermindert, ſo hat man nur noch zwei geſchloſſene Kurven um jede Axe; ja man kann die Salpeterplatte leicht ſo dünn ſchleifen, daß gar keine Ringe mehr erſcheinen, welche nur eine Axe umgeben, ſondern nur ovale Ringe, welche beide Axen umſchließen.

Der Talk wird in Form von tafelartigen, nicht wohl zu beſtimmenden Kryſtallen gefunden, die nach einer Richtung hin, welche ſenkrecht auf der Mittellinie ſteht, ſehr vollkommen ſpaltbar ſind; dünne, durch Spaltung erhaltene Talkblättchen zeigen nun faſt ganz dieſelbe Ringerſcheinung, wie eine ganz dünn geſchliffene Salpeterplatte.

Wenn man die Salpeterplatte in ihrer Ebene umdreht, ſo daß die Ebene der beiden optiſchen Axen nicht mehr einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der Turmalinplatten macht, ſo bleibt dabei die Form der Lemniscaten ganz unverändert, nur die Form und die Lage der hyperboliſchen ſchwarzen Büſchel, welche die farbigen Kurven durchſchneiden, ändert ſich. In den Figuren 685, 687 und 688 ſind die ſchwarzen Büſchel für ſich allein für drei verſchiedene Lagen der Kryſtallplatte dargeſtellt. Wenn die Verbindungslinie der beiden Mittelpunkte o und o' der Lemniscaten einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der Turmaline macht, ſo haben die ſchwar-

Fig. 685.

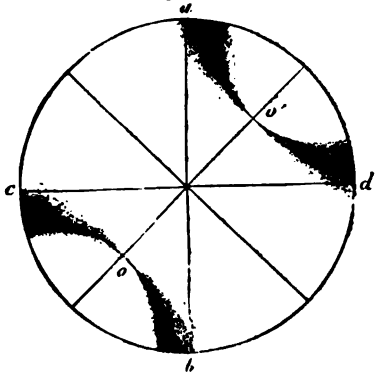


Fig. 686.

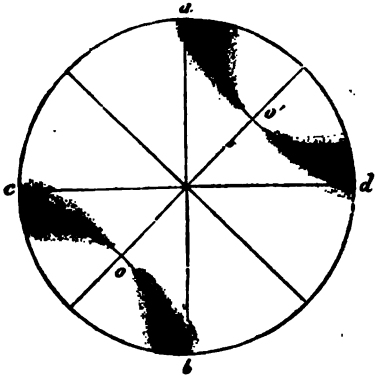


Fig. 687.

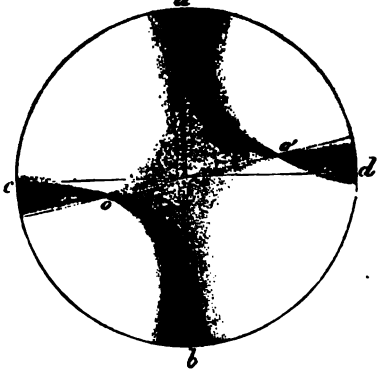
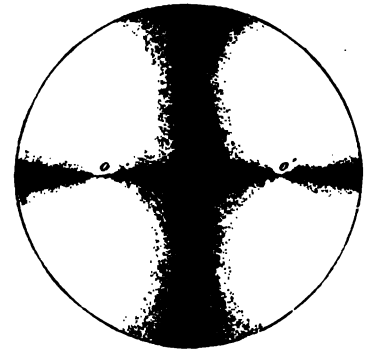


Fig. 688.



zen Büſchel die Form Fig. 686; die Fig. 687 entſpricht dem Falle, das die Verbindungslinie o o', alſo die Ebene der optiſchen Axen, einen Winkel von 9° mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte macht; die Fig. 688 endlich ſtellt die Büſchel für den Fall dar, daß die Ebenen der optiſchen Axen mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zuſammenfällt; für die letztere Lage iſt in Fig. 3 Tab. II. das Ringſyſtem in kohlenſaurem Bleioxyd (Weißbleierz) vollſtändig dargeſtellt.

Die Ringerſcheinungen im kohlenſauren Bleioxyd haben große Aehnlichkeit mit denen im Salpeter, nur iſt die Aufeinanderfolge der Farben etwas anders; es wird von dieſer Verſchiedenheit bald mehr die Rede ſeyn.

Wenn der Winkel, welchen die beiden optiſchen Axen eines Kryſtalls mit einander machen, größer iſt als 20°, ſo kann man in einer ſenkrecht zur Mittellinie geſchliffenen Platte nicht mehr gleichzeitig überſehen; neigt man die Platte bald nach der einen, bald nach der andern Seite hin, ſo ſieht man bald Ringe, welche die eine, bald die Ringe, welche die andere Axe umgeben.

Unter den Kryſtallen, welche, ſenkrecht zur Mittellinie geſchliffen, bei gehöriger Neigung leicht bald das eine, bald das andere Ringſyſtem zeigen, ſind beſonders folgende zu nennen: Arragonit,

Schwerſpath, Glimmer, Topas, Zinkvitriol, Bitterſalz, ſchwefelſaures Nickeloxyd u. ſ. w.

Der Arragonit kryſtalliſirt in einer, der Kryſtallform des Salpeters ſehr ähnlichen Geſtalt, und die Mittellinie iſt hier mit den Kanten der Säule parallel; daſſelbe iſt auch beim Topas der Fall, welcher gerade rechtwinklig zu der Säulenaxe, alſo rechtwinklig zur Mittellinie ſpaltbar iſt. Die Spaltungsflächen des Glimmers ſtehen ebenfalls rechtwinklig auf der Mittellinie, ſo daß man bei gehöriger Neigung eines Glimmerblättchens bald die Ringe um die eine, bald die Ringe um die andere Axe ſehen kann; am beſten ſieht man die Ringe, wenn die Blättchen nicht gar zu dünn ſind, weil ſonſt die Ringe gar zu groß erſcheinen.

Die Kryſtalle des Glimmers ſind äußerlich zu wenig ausgebildet, um das Kryſtallſyſtem unmittelbar beſtimmen zu können, dem ſie angehören; hier ſind nun die optiſchen Eigenſchaften entſcheidend, denn die optiſch einaxigen Glimmerarten gehören dem hexagonalen, die optiſch zweiaxigen dem rhombiſchen Kryſtallſyſteme an; ob aber eine Glimmerplatte optiſch einaxig oder zweiaxig iſt, ergiebt ſich ſogleich aus der Beobachtung des Ringſyſtems. Häufig ſind aber die Glimmerblättchen ſo dünn, daß die Ringe zu groß werden, als daß man ſie überſehen könnte; man überſieht bei ihnen nur den centralen Theil der Figur; doch läßt ſich auch hier leicht ermitteln, ob dies Blättchen einaxig oder zweiaxig iſt Man lege es nur auf das Tiſchchen im Polariſationsapparate, während die beiden Spiegel gekreuzt ſind; erſcheint nun das Blättchen fortwährend dunkel, wie man es auch in ſeiner Ebene umdrehen mag, ſo iſt es optiſch einaxig, denn alsdann erblickt man den centralen Theil der Fig. 1 Tab. II., welcher ſtets dunkel erſcheinen muß; wenn aber das Blättchen abwechſelnd hell und dunkel erſcheint, ſo iſt es optiſch zweiaxig.

Fig. 689.

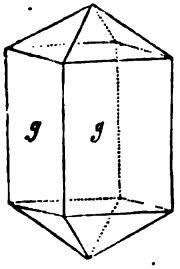
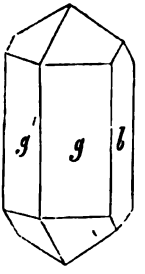


Fig. 690.



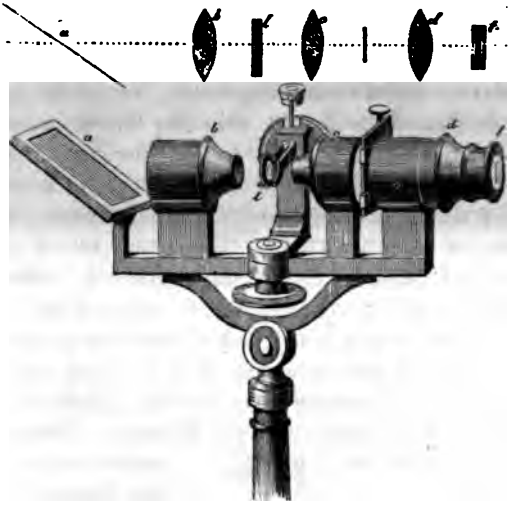
Die Kryſtalle des Bitterſalzes gehören, wie alle die bisher näher beſprochenen zweiaxigen Kryſtalle, zum rhombiſchen Kryſtallſyſteme und bilden gewöhnlich eine 4ſeitige faſt quadratiſche Säule, an welcher häufig noch zwei Kanten durch die Fläche *b*, Fig. 690, abgeſtumpft ſind, ſo daß die 4ſeitige Säule in eine 6ſeitige verwandelt wird. Beim Bitterſalz iſt nun die Mittellinie nicht mehr parallel mit den Kanten der Säule, ſondern ſie ſteht rechtwinklig auf der abſtum-

pfenden Fläche *b*; die Ebene der optiſchen Axen fällt alſo mit dem rechtwinkligen Querſchnitte der Säule zuſammen. Das Bitterſalz iſt parallel mit den Flächen *b* ſehr vollkommen ſpaltbar, und eine durch ſolche Spaltungsflächen begränzte Platte (der aber doch noch durch Schleifen und Poliren nachgeholfen werden muß) zeigt, je nachdem man ſie neigt, bald das Ringſyſtem der einen, bald das der andern optiſchen Axe.

Was vom Bitterſalze geſagt wurde, gilt auch vom Zinkvitriol und dem bei niedriger Temperatur kryſtalliſirten ſchwefelſauren Nickeloxyd, da beide Salze mit dem Bitterſalze iſomorph ſind.

Um den Winkel zu meſſen, welchen die beiden optiſchen Axen eines Kryſtalls mit einander machen, kann man den Apparat Fig. 691 anwenden.

Fig. 691.



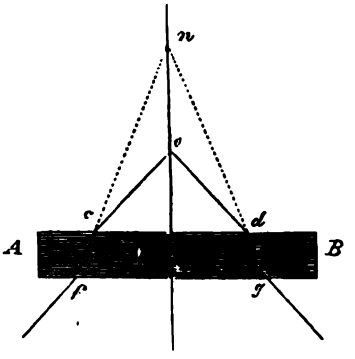
Man hat zu dieſem Zwecke ein Fadenkreuz im Brennpunkte der Linſe *d* anzubringen und die Kryſtallplatte ſo zu befeſtigen, daß die Ebene der beiden Axen mit der Vertikalebene zuſammenfällt, in welcher die Platte drehbar iſt. Man ſtellt nun die Platte ſo, daß der Mittelpunkt des einen Ringſyſtems im Fadenkreuze erſcheint, dreht alsdann, bis man den Mittelpunkt des anderen Ringſyſtems im Fadenkreuze erblickt, und aus der abgeleſenen Drehung kann man dann leicht den Winkel der optiſchen Axen berechnen.

Zu der eben beſprochenen Meſſung kann man auch jedes mit einem Höhenkreiſe verſehene Theodolith anwenden; man befeſtigt nämlich mit Hülfe von etwas Wachs die ſenkrecht zur Mittellinie geſchliffene Kryſtallplatte in der Verlängerung der horizontalen Umdrehungsaxe des Höhenkreiſes

in der Weiſe, daß die Ebene der optiſchen Axen mit der Ebene des Höhenkreiſes parallel iſt, alſo auf ſeiner Umdrehungsaxe ſenkrecht ſteht; vor dem Theodolith legt man nun einen auf der Rückſeite geſchwärzten Spiegel in der Weiſe horizontal an eine paſſende Stelle, daß die unter dem Polariſationswinkel auf dieſen Spiegel fallenden Strahlen nach der Kryſtallplatte am Theodolith hin reflectirt werden; wenn man nun eine Turmalinplatte in geeigneter Stellung vor das Auge hält, dann durch dieſelbe und durch die Kryſtallplatte nach dem Polariſationsſpiegel ſieht, ſo wird bald das eine, bald das andere Ringſyſtem erſcheinen, wenn man die horizontale Axe des Höhenkreiſes umdreht. Wenn man nun ungefähr auf der Mitte des Polariſationsſpiegels irgend ein Merkzeichen angebracht hat, ſo kann man alles leicht ſo einſtellen, daß der Mittelpunkt des einen Ringſyſtems auf dieſes Merkzeichen fällt; man lieſ't alsdann den Nonius ab, dreht, bis das zweite Ringſyſtem an derſelben Stelle erſcheint, und lieſ't nun den Nonius zum zweiten Male ab; aus der Differenz der beiden Ableſungen kann man dann leicht den Winkel der optiſchen Axen berechnen.

Es ſtelle in Fig. 692 AB eine zweiaxige ſenkrecht auf die Mittellinie geſchliffene Kryſtallplatte, o das darüber befindliche Auge, od und oc die Richtungen vor, nach welchen man die Mittelpunkte der beiden Ringſyſteme ſieht, ſo iſt klar, daß die von c und d nach dem Auge gelangenden Strahlen nicht in derſelben Richtung, ſondern nach den Richtungen cf und dg den Kryſtall durchlaufen haben; es iſt alſo der Winkel cod nicht der Winkel der optiſchen Axen, ſondern der Winkel cnd, welchen die Richtungen fc und gd mit einander machen; wenn aber der Winkel cod und der mittlere Brechungsexponent der Kryſtallplatte bekannt iſt, ſo kann man den Winkel cnd berechnen.

Fig. 692.



Nach den eben mitgetheilten Meſſungsmethoden wird nun aber in der That nicht der Winkel der optiſchen Axen ſelbſt, ſondern der Winkel der Richtungen gemeſſen, nach welchen die Strahlen, welche die Kryſtallplatte in der Richtung der optiſchen Axe durchlaufen haben, aus derſelben austreten.

Wenn der Winkel der optiſchen Axen groß iſt, ſo iſt es vortheilhafter,

die Kryſtallplatte nicht ſenkrecht zur Mittellinie, ſondern ſenkrecht zu einer der optiſchen Axen zu ſchleifen; man ſieht alsdann freilich nur ein Ringſyſtem, welches meiſtens in der Art, wie Fig. 693, erſcheint; die runden oder etwas ovalen Ringe ſind nur von einem dunklen Büſchel durchſchnitten, der ſeine Lage ändert, wenn man die Kryſtallplatte in ihrer Ebene umdreht; jedoch iſt die Richtung, nach welcher ſich der ſchwarze Büſchel dreht, der Richtung entgegengeſetzt, in welcher die Kryſtallplatte gedreht wird. Wenn der ſchwarze Büſchel mit der Richtung der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zuſammenfällt, ſo liegt die andere Axe auf der Verlängerung des ſchwarzen Büſchels oder, genauer geſagt, die durch das ſchwarze Büſchel ſenkrecht zur Oberfläche der Platte gedachte Ebene iſt alsdann die Ebene der beiden optiſchen Axen.

Fig 693.

Unter den Kryſtallen, von welchen man vorzugsweiſe leicht Platten erhalten kann, welche ſenkrecht zu der einen Axe ſind, muß beſonders der Zucker und das ſaure chromſaure Kali genannt werden. Die Kryſtalle des Zuckers ſind nach einer Richtung hin ſpaltbar, und rechtwinklig auf dieſer Spaltungsfläche ſteht die eine optiſche Axe; in Zuckerkryſtallen, die hinlänglich farblos und durchſichtig ſind, ſieht man das Ringſyſtem ſehr ſchön. — Das ſaure chromſaure Kali iſt nach mehreren Richtungen ſpaltbar, doch nach einer vorzugsweiſe leicht, und ſenkrecht auf dieſer Spaltungsfläche liegt auch hier eine optiſche Axe.

255 **Ungleiche Lage der optiſchen Axen für verſchiedenfarbige Strahlen.** In manchen Kryſtallen zeigen die Ringſyſteme eine auffallende Abweichung von der normalen Geſtalt, wie dies namentlich beim Seignettesalz (weinſteinſaures Kalinatron) der Fall iſt. Fig. 4 Tab. II. ſtellt die Erſcheinung dar, wie man ſie in einer Platte dieſes Salzes beobachtet, welche ſenkrecht auf die eine Axe geſchnitten iſt. Auf der einen Seite herrſcht entſchieden eine rothe, auf der andern eine blaue Färbung vor; nach der blaugrünen Seite hin werden die Ringe, namentlich die inneren, auffallend ſchmäler, ſo daß ſie ein faſt birnförmiges Anſehen erhalten. Alle dieſe Unregelmäßigkeiten verſchwinden, ſobald man ſtatt des weißen Lichtes einfarbiges anwendet, wenn man etwa nach einer Weingeiſtflamme hinſieht; unter dieſen Umſtänden beobachtet man vollkommen kreisrunde concentriſche Ringe; da alſo für jede einzelne Farbe die Ringe vollkommen regelmäßig ſind, ſo kann die im weißen Lichte beobachtete Unregelmäßigkeit nur daher rühren, daß die Mittelpunkte der verſchiedenfarbigen Ringe nicht zuſammenfallen, wie dies auch Herſchel nachgewieſen hat; in der

That ſieht man zwei geſonderte Ringſyſteme, deren Mittelpunkte nicht zuſammenfallen, wenn man die Ringe durch ein farbiges Glas betrachtet, welches nur zwei Farben, etwa nur blaue und rothe Streifen durchläßt.

Weil der Durchmeſſer der violetten und blauen Ringe kleiner iſt als der Durchmeſſer der entſprechenden rothen, ſo iſt klar, daß ſich die Ringe nach der Seite hin verengen, nach welcher der Mittelpunkt der ſtärker brechbaren Strahlen liegt.

Da der Mittelpunkt der Ringe für die blauen Strahlen nicht mit dem für die rothen zuſammenfällt, ſo iſt ferner klar, daß die optiſchen Axen für die blauen Strahlen nicht mit den optiſchen Axen der rothen Strahlen zuſammenfallen. Im Seignetteſalz iſt dieſe Verſchiedenheit der Lage der verſchiedenfarbigen Strahlen ſehr bedeutend; der Winkel der optiſchen Axen für die rothen Strahlen iſt 76°, für die violetten aber 56°.

Beim eſſigſauren Bleioxyd (Bleizucker) iſt die ungleiche Lage der verſchiedenfarbigen Strahlen eben ſo auffallend wie beim Seignetteſalz; der Bleizucker kryſtalliſirt gewöhnlich in Form von länglichen Tafeln, und die eine optiſche Axe iſt faſt ſenkrecht zu der Oberfläche derſelben; man braucht alſo eine ſolche Platte nur in die Turmalinzange zu legen, um bei einiger Neigung gegen die einfallenden Strahlen eine ähnliche Erſcheinung zu ſehen wie die in Fig. 4 Tab. II. abgebildete.

Faſt bei allen zweiaxigen Kryſtallen fallen die optiſchen Axen der verſchiedenfarbigen Strahlen nicht zuſammen, wenn dies auch oft nicht ſo auffallend iſt wie bei den oben angeführten Salzen. Beſonders deutlich läßt ſich die ungleiche Lage der verſchiedenfarbigen Axen in ſolchen Kryſtallen wahrnehmen, bei welchen die optiſchen Axen überhaupt nahe genug beiſammenliegen, um die beiden Ringſyſteme auf einmal überſehen zu können, wie dies beim Salpeter und beim kohlenſauren Bleioxyde der Fall iſt.

Bei allen Kryſtallen, welche dem rhombiſchen Kryſtallſyſtem angehören, liegen die optiſchen Axen der verſchiedenfarbigen Strahlen in einer und derſelben Ebene; außerdem aber findet hier eine ganz ſymmetriſche Vertheilung Statt, ſo daß die beiden Ringſyſteme ganz gleich ſind. Bei einigen Kryſtallen, z. B. beim Salpeter, iſt der Winkel der rothen Axen kleiner als der der blauen, bei anderen, z. B. beim kohlenſauren Bleioxyd, iſt umgekehrt der Winkel der rothen Axen größer; bei den erſteren liegen alſo die optiſchen Axen ungefähr ſo, wie es Fig. 694, bei den andern ſo, wie es Fig. 695 dargeſtellt iſt.

Fig. 694.

Fig. 695.

Je größer die Entfernung der Mittelpunkte der blauen und rothen Ringe im Vergleiche zu dem Durchmeſſer dieſer Ringe iſt, deſto auffallender wird die Abweichung der Figur von der normalen Geſtalt; ſie iſt deshalb in dicken Kryſtallplatten weit auffallender als in dünnen. Man kann dies recht deutlich ſehen, wenn man die Ringſyſteme in Salpeterplatten von verſchiedener Dicke recht aufmerkſam betrachtet. Je dicker die Platten werden, deſto kleiner werden die Ringe, und deſto mehr nähert ſich das Anſehen eines jeden Ringſyſtems dem Habitus Fig. 4 Tab. II.; in einer Salpeterplatte von 8 bis 10 Millimeter Dicke haben die Ringe um jede Axe ſchon faſt ganz dieſes Anſehen.

Da die Ebene der beiden rothen Axen mit der Ebene der beiden grünen, blauen u. ſ. w. zuſammenfällt, ſo iſt klar, daß die Figur ſymmetriſch auf beiden Seiten dieſer Ebene vertheilt ſeyn muß; wenn man alſo den Kryſtall ſo zwiſchen die Turmaline legt, daß die Ebene der Axen mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zuſammenfällt, ſo wird der ſchwarze Büſchel die Figur ſymmetriſch theilen, wie man dies ſowohl in Fig. 3, als auch in Fig. 4 auf Tab. II. ſieht. Weil der dunkle Büſchel für die rothen Strahlen nicht genau mit dem dunklen Büſchel für die blauen zuſammenfällt, ſo zeigt der dunkle Büſchel an dem einen Ende der Figur eine entſchieden rothe, an dem andern eine entſchieden blaue Färbung, man ſieht gleichſam zwei farbige Keile, einen rothen und einen blauen, welche gegeneinander gekehrt ſind. Der blaue Keil liegt auf der Seite der blauen, der rothe Keil auf der Seite der rothen Axen.

In Fig. 3 Tab. II. ſieht man dieſe Keile in jedem Ringſyſteme ſehr deutlich, man ſieht aber auch, wie der blaue Keil ſtets dem andern Ringſyſteme zugekehrt, der rothe Keil aber abgewendet iſt, daß alſo beim kohlenſauren Bleioxyde die blauen Axen ganz innerhalb des Winkels liegen, den die rothen Axen mit einander machen, und daß daher bei dieſem Mineral die in Fig. 695 angedeutete Vertheilung der Axen ſtattfindet.

Bringt man eine etwas dicke Salpeterplatte in die der Fig. 3 Tab. II. entſprechende Lage zwiſchen die Turmalinplatten, ſo ſieht man, wie jetzt der rothe Keil eines jeden Ringſyſtems dem andern zugewendet iſt, daß alſo beim Salpeter die rothen Axen innen, die blauen dagegen außen liegen.

In Fig. 3 Tab. II. ſieht man, daß die Kurven auf der Seite des blauen Keils ſehr ſcharf und deutlich zu ſehen ſind, während ſie auf der Seite des rothen Keils ſchon ſehr blaß und undeutlich werden; dies wird nun um ſo auffallender, je dicker die Platten ſind. Wenn man aus Kryſtallen, bei denen die Axen der verſchiedenen Farben hinlänglich weit aus einander liegen, Platten ſchneidet, welche dick genug ſind, ſo verſchwinden die Kurven auf der Seite des rothen Keils vollſtändig.

Wenn man die Kryſtallplatte ſo zwiſchen die gekreuzten Turmaline legt,

daß die Ebene der optiſchen Axen nicht mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zuſammenfällt, ſo ändert auch den dunkle Büſchel ſeine Lage, er hört auf die Figur ſymmetriſch zu theilen. Wenn die Ebene der Axen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der Turmaline macht, ſo ſchneidet der dunkle Büſchel die Figur nach einer Linie, welche rechtwinklig auf der Ebene der Axen ſteht, wie man dies in Fig. 2 Tab. II. ſieht wo *a b* die Schwingungsebene der einen, *c d* die Schwingungsebene der andern Turmalinplatte, *e f* aber die Ebene der optiſchen Axen iſt. In dieſem Falle erſcheint der dunkle Büſchel, namentlich in der Mitte ſeiner Länge, auf der einen Seite blau, auf der andern Seite roth geſäumt, wie dies in Fig. 2 Tab. II. angedeutet iſt. Bei dieſer Lage des Büſchels ſieht man, wenn die Platten dick genug ſind, die Kurven oft nur auf der einen Seite deſſelben, weil ſie ja auf der rothen Seite verſchwinden; ſo würde man in einer Platte von kohlenſaurem Bleioxyde, welche die Fig. 3 Tab. II. zeigt, wenn die Ebene der Axen mit der Schwingungsebene einer Turmalinplatte zuſammenfällt, jenſeits der dunklen Büſchel kaum noch Kurven erkennen, wenn man ſie um 45° drehte, ſo daß die Figur in die der Fig. 2 entſprechende überginge. Das Verſchwinden der Kurven auf einer Seite des dunklen Büſchels läßt ſich beſonders gut im Seignetteſalz, dem Bleizucker, dem doppelchromſauren Kali u. ſ. w. beobachten, wenn man die Platte aus der Lage, welcher die Fig. 4 Tab. II. entſpricht, um 45° dreht.

Bei den Kryſtallen, welche einem der beiden ſchiefwinkligen Kryſtallſyſteme angehören, findet eine ſolche ſymmetriſche Vertheilung der verſchiedenfarbigen optiſchen Axen in der Regel nicht Statt, ja ſie liegen nicht einmal immer in derſelben Ebene. Wegen der unſymmetriſchen Lage der Axen kommt es oft vor, daß die beiden Ringſyſteme ein ganz verſchiedenes Anſehen haben, indem die Mittelpunkte der verſchiedenfarbigen Ringe für das eine Ringſyſtem ſehr nahe beiſammen liegen, für das andere aber ſo weit aus einanderfallen, daß das eine Ringſyſtem faſt kreisförmig, das andere lang gedehnt, ungefähr wie Fig. 4 Tab. II. erſcheint, wie dies bei der Weinſteinſäure der Fall iſt.

Fig. 696.

Bei den Kryſtallen des rhombiſchen Syſtems liegen entweder die beiden blauen, oder die beiden rothen Axen der gemeinſchaftlichen Mittellinie am nächſten, bei den ſchiefwinkligen Kryſtallen aber fällt die Mittellinie der blauen Axen gar nicht immer mit der Mittellinie der rothen zuſammen, wie dies z. B. beim ameiſenſauren Kupferoxyde der Fall iſt, bei welchem die Axen ſo vertheilt ſind, wie man es Fig. 696 ſieht;

hier iſt alſo das blaue Ende des einen Ringſyſtems und das rothe Ende des andern einander zugekehrt.

Wenn die optiſchen Axen der verſchiedenen Farben nicht in eine Ebene fallen, ſo erkennt man dies daran, daß die Ringfigur durch den ſchwarzen Büſchel nicht ſymmetriſch getheilt wird, wenn der Büſchel mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zuſammenfällt. Beim Borax werden die Ringe durch den Büſchel ſymmetriſch getheilt, wenn dieſer einen ſchon ziemlich bedeutenden Winkel mit der Schwingungsebene ab, Fig. 5 Tab. II., der einen Turmalinplatte macht. Wenn man die Boraxplatte ſo zwiſchen die Turmaline gelegt hat, daß ſie die Erſcheinung wie Fig. 5 zeigt, ſo findet ſich das andere Ringſyſtem nicht in der Verlängerung des ſchwarzen Büſchels, alſo nicht in der Verlängerung der Linie, welche die Mittelpunkte der rothen und der blauen Ringe verbindet, ſondern in der Richtung ab. Die Mittelpunkte der Farbenringe der beiden Ringſyſteme ſind alſo im Borax ungefähr ſo vertheilt, wie es in Fig. 697 angedeutet iſt; r, g und b ſind die Mittelpunkte der blauen, grünen und rothen Ringe im einen, r', g', b' die entſprechenden Mittelpunkte im anderen Ringſyſteme; rr' iſt alſo die Ebene der rothen, gg' die Ebene der grünen, bb' die Ebene der blauen optiſchen Axen.

Fig. 697.

Auch bei manchen einaxigen Kryſtallen kommen Abweichungen von dem normalen Anſehen der Ringe vor, indem bei ihnen die Ordnung, in welcher die Farben auf einander folgen, bedeutend von der Reihe der Newton'ſchen Scala abweicht, wie dies beim unterſchwefelſauren Kalk und namentlich beim Apophyllit der Fall iſt. Bei dieſen Kryſtallen ſtehen die Durchmeſſer der entſprechenden Ringe verſchiedener Farben nicht in demſelben Verhältniſſe, wie es bei einem normalen Ringſyſteme der Fall iſt, ja beim Apophyllit iſt der Durchmeſſer der violetten Ringe ſogar größer als der Durchmeſſer der rothen Ringe gleicher Ordnung.

256 **Hyperboliſche Kurven in Kryſtallplatten, die parallel mit der Axe geſchliffen ſind.** Wenn man eine parallel mit der Axe geſchliffene Platte von Bergkryſtall, welche 2 bis 4 Linien dick iſt, oder eine eben ſo dicke Gypsplatte in den Polariſationsapparat legt, ſo erſcheint ſie nicht farbig wie ein dünnes Blättchen, ſondern, wenn man ſie in ihrer Ebene umdreht, wird ſie nur abwechſelnd hell und dunkel. Daß eine ſolche Platte, wenn ihre Dicke eine gewiſſe Gränze überſteigt, nicht mehr farbig erſcheinen kann, geht aus der Entſtehungsweiſe dieſer Farben ſelbſt hervor, denn die

Maxima und Minima der Lichtſtärke der verſchiedenen Farben fallen in einer ſolchen Weiſe zuſammen, daß aus ihrer Miſchung nur Weiß hervorgeht, wie dies ſchon oben gezeigt wurde. Legt man aber die Kryſtallplatte in die Turmalinzange, und zwar in dieſelbe Lage, bei welcher eine dünne Platte die Farben möglichſt glänzend zeigen würde, ſo erblickt man, nach einer homogenen Lichtquelle hinſehend, ein Syſtem von abwechſelnd hellen und dunklen hyperboliſchen Streifen, wie ſie Fig. 698 und 699 dargeſtellt ſind.

Fig. 698.

Fig. 699.

Als homogene Lichtquelle wendet man am bequemſten eine Weingeiſtlampe an, auf deren Docht man etwas Kochſalz ſtreut; eine ſolche Flamme liefert ein faſt ganz rein gelbes Licht.

Daß überhaupt hier abwechſelnd helle und dunkle Kurven entſtehen, rührt daher, daß von den beiden Strahlen, welche an irgend einer Stelle der Oberfläche der Platte nach dem Auge austreten, der eine bald mehr, bald weniger vorausgeeilt iſt, je nachdem die Strahlen den Kryſtall in einer andern Richtung durchlaufen haben; die Form der hyperboliſchen Kurven läßt ſich aus der Fresnel'ſchen Theorie der doppelten Brechung vollſtändig ableiten; doch würde uns hier eine ſolche Ableitung zu weit führen.

Je dünner die Platte wird, deſto weiter rücken die Kurven auseinander, und wenn die Platte hinlänglich dünn geworden iſt, um im weißen Lichte farbig zu erſcheinen, ſind die Kurven gewiſſermaßen ſo groß geworden, daß man ſie nicht mehr überſehen kann; man ſieht alsdann nur den gleichförmig gefärbten centralen Theil der Figur.

Auch eine parallel mit der Axe geſchliffene Kalkſpathplatte zeigt dieſe Kurven, nur ſind ſie ungleich enger als bei einer gleich dicken Bergkryſtallplatte; die Bearbeitung einer ſolchen Kalkſpathplatte erfordert aber die größte Sorgfallt, denn wenn die gegenüberliegenden Oberflächen nicht genau parallel ſind, ſo treten die Strahlen, durch deren Interferenz die Kurven entſtehen ſollen, wegen der ſtarken doppelten Brechung des Kalkſpaths nicht mehr nach derſelben Richtung aus.

Eine Quarzplatte, deren Oberfläche einen Winkel von 45° mit der optiſchen Axe macht, zeigt bei Anwendung von homogenem Lichte zwiſchen der Turmalinplatte faſt ganz gerade, abwechſelnd helle und dunkle Streifen; dieſelben Streifen, aber ſehr fein, ſieht man in einem möglichſt dünnen von einem Rhomboeder abgeſpalteten Kalkſpathblättchen. Dieſe Streifen ſind gewiſſermaßen die geradlinige Fortſetzung der hyperboliſchen Kurven, welche man in Platten ſieht, die parallel mit der Axe geſchliffen ſind.

Im Allgemeinen wird man in jeder doppeltbrechenden Kryſtallplatte, welche mit parallelen Wänden begränzt iſt, bei Anwendung von homogenem Lichte (farbige Gläſer ſind nicht homogen genug) Kurven erblicken, von denen im weißen Lichte oft nicht die Spur zu ſehen war.

Wenn man zwei Quarzplatten oder zwei Gypsplatten von gleicher Dicke, welche im homogenen Lichte die hyperboliſchen Kurven zeigen, gekreuzt zwiſchen die Turmaline bringt, ſo ſieht man die Kurven Fig. 698 ſchon im weißen Tageslichte; ſie erſcheinen nun farbig, und ihre Farben folgen faſt ganz den Farben der Newton'ſchen Scala, ſie beginnen in der Mitte mit Schwarz, was begreiflich iſt, da ja hier die Färbung von der Differenz der in der einen und der anderen Platte durchlaufenen Wege abhängt.

Zwei gleich dicke Quarzplatten, welche in einem Winkel von 45° gegen die Axe geſchnitten ſind, zeigen, wenn ſie gekreuzt ſind, im Turmalinapparat ebenfalls farbige Streifen, die von dem mittleren an, welcher ſchwarz erſcheint, nach beiden Seiten hin in der Ordnung der Newton'ſchen Scala auf einander folgen.

Savart hat zwei ſolche gekreuzte Quarzplatten mit einer Turmalinplatte vereinigt und nennt dieſen Apparat ein Polaroſkop; denn wenn man durch die Turmalinplatte und die beiden Quarzplatten nach irgend einer Stelle hinſieht, von welcher polariſirtes Licht kommt, ſo werden alsbald die Farbenſtreifen ſichtbar werden, und zwar um ſo brillanter, je vollſtändiger die einfallenden Strahlen polariſirt ſind; ſieht man durch dieſen Apparat nach dem heitern Himmel, nach einem Schieferdache, nach der Wand eines Hauſes, ſo wird man die Streifen bald mehr, bald weniger deutlich erſcheinen ſehen, kurz, man kann mit dieſem Apparate die geringſten Spuren von Polariſation der einfallenden Strahlen erkennen; doch ſieht man leicht ein, daß man daſſelbe weit einfacher erreicht, wenn man ohne Weiteres durch eine Turmalinplatte und eine ſenkrecht auf die Axe geſchliffene Kryſtallplatte nach der zu unterſuchenden Stelle hinſieht.

257 **Circularpolariſation.** Fresnel hat mit dem Namen der Circularpolariſation eine Erſcheinung bezeichnet, welch zuerſt Arago in Bergkryſtallplatten beobachtet hatte, die ſenkrecht auf die Axe geſchliffen waren. Dieſe Erſcheinung kann am bequemſten auf folgende Weiſe beobachtet werden.

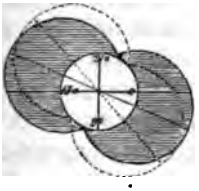
Legt man auf das Tiſchchen des Polariſationsapparates eine Quarzplatte, welche ſenkrecht zur Axe geſchnitten iſt, ſo erſcheint ihr Bild in dem ſchwarzen Spiegel lebhaft gefärbt, und zwar ändert ſich die Farbe, wenn der obere Spiegel gedreht wird. In keiner Stellung des Zerlegungsſpiegels erſcheint die Kryſtallplatte ganz farblos hell oder dunkel.

Die Farbenveränderungen, welche man beobachtet, wenn der obere Spiegel gedreht wird, folgen in einer beſtimmten Ordnung auf einander, nämlich in derjenigen der prismatiſchen Farben. Man hat Bergkryſtallplatten, bei welchen man den Zerlegungsſpiegel nach der rechten Seite hin, alſo in der Richtung von 0 nach 90° hin drehen muß, damit Roth in Gelb, Gelb in Grün, Grün in Blau und Blau in Violett übergeht; bei anderen Bergkryſtallen aber muß man den Zerlegungsſpiegel in der entgegengeſetzten Richtung drehen, damit die Farben in derſelben Ordnung auf einander folgen. Man unterſcheidet deshalb *rechts* und *links drehende* Bergkryſtallplatten.

Um den Zuſammenhang dieſer brillanten Farbenerſcheinungen zu überſehen, müſſen wir ſtatt des weißen Lichts *einfarbiges* anwenden. Am einfachſten erreicht man dieſen Zweck, wenn man durch ein gefärbtes Glas von möglichſt homogener Farbe nach dem Zerlegungsſpiegel ſieht. Die Erſcheinung, welche man alsdann beobachtet, iſt wieder ganz ſo einfach, wie vor dem Einlegen der Kryſtallplatte. Nehmen wir an, man hätte durch eine rothe Glasplatte geſehen, ſo wird man wieder für zwei einander diametral gegenüberliegende Punkte des Theilkreiſes das Geſichtsfeld ganz dunkel ſehen, an zwei anderen um 90° von dieſen entfernten Punkten aber ein Maximum von rothem Lichte. Die Punkte dieſer Maxima und Minima ſind aber nicht mehr 0°, 90°, 180° und 270°, ſondern andere, deren Lage von der Dicke der angewandten Platte abhängt.

Die eingelegte Platte ſey rechts drehend und ein Millimeter dick, ſo findet man das Maximum des rothen Lichts bei 19 und 199°; das Geſichtsfeld erſcheint aber dunkel bei 109 und 289°. Fig. 700 ſtellt die Veränderungen der Lichtintenſität graphiſch dar, welche man beobachtet, wenn der Zerlegungsſpiegel ringsherum gedreht wird. Dieſe Figur unterſcheidet ſich von Fig. 609 nur dadurch, daß die ganze Intenſitätskurve um 19° nach der rechten Seite hin gedreht iſt. Durch die eingelegte Kryſtallplatte iſt alſo die Polariſationsebene der von unten kommenden Strahlen um 19° nach der Rechten gedreht worden.

Fig. 700.



Für alle anderen Farben des Spectrums iſt die Drehung der Polariſationsebene nach der rechten Seite hin durch dieſelbe 1 Mm. dicke Quarzplatte noch größer. Hätte man z. B. das vom

ſchwarzen Spiegel reflectirte Licht durch ein grünes Glas unterſucht, ſo würde man die Maxima der Intenſität bei 28 und bei 208°, die Minima aber bei 118° und 298° gefunden haben. Die Maxima und Minima der violetten Strahlen ſind noch um 13° weiter nach der Rechten gedreht als die grünen. In Fig. 700 ſtellt die punktirte Linie die Intenſitätskurve für das violette Licht dar.

Die folgende Tabelle giebt nach Biot's Meſſungen genau den Drehungsbogen der verſchiedenen einfachen Strahlen für eine ſenkrecht auf die Axe geſchnittene, 1 Millimeter dicke Bergkryſtallplatte.

Benennung des einfachen Strahls.	Drehungsbogen in Sexageſimalgraden.
Aeußerſtes Roth	17,5°
Gränze des Roth u. des Orange	20,5
» Orange u. Gelb . .	22,3
» Gelb u. Grün . .	25,7
» Grün u. Blau . .	30,0
» Blau u. Indigo . .	34,6
» Indigo u. Violett .	37,7
» äußerſten Violett .	44,1.

Daraus ergeben ſich die Drehungsbogen für die mittleren Strahlen jeder Farbe, wie folgt:

Roth	19°	Blau	32°
Orange . . .	21°	Indigo . . .	36°
Gelb	23°	Violet . . .	41°
Grün	28°		

Die hier angegebenen Zahlen beziehen ſich nur auf eine Quarzplatte von der angegebenen Dicke. Die Drehung aber wächſt in demſelben Verhältniſſe wie die Dicke der Platte. Für eine 2 Mm. dicke Quarzplatte beträgt alſo die Drehung für rothe Strahlen 38°, für violette 82°.

Wenn man nun aber das Bild der Quarzplatte im Zerlegungsſpiegel ohne Anwendung eines farbigen Glaſes betrachtet, ſo begreift man nach dem Vorhergehenden ſehr wohl, daß es in allen Lagen des oberen Spiegels gefärbt erſcheinen muß, und zwar ſind die nun beobachteten Farben nicht mehr reine prismatiſche, ſondern Miſchfarben, deren Nüance davon abhängt, welche der prismatiſchen Farben für irgend eine Stellung des Zerlegungsſpiegels mit größerer und geringerer Intenſität erſcheinen. Ganz dunkel kann das Geſichtsfeld nicht mehr werden, denn wenn auch eine Farbe im Minimum ihrer Intenſität iſt, ſo ſind es doch die andern nicht.

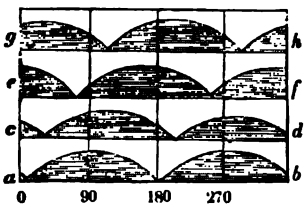
Eben ſo wenig erſcheint die Platte an irgend einer Stelle ganz farblos und hell.

Die angegebenen Data reichen vollkommen hin, um die Farbenerſcheinungen ſchon im Voraus zu beſtimmen, welche man an einer Quarzplatte von gegebener Dicke beobachten wird. Wir wollen eine ſolche Beſtimmung beiſpielsweiſe für eine 5 Mm. dicke Platte ausführen. Der Drehungsbogen für die einzelnen farbigen Strahlen iſt leicht zu berechnen, die oben angegebenen Zahlen ſind nur mit 5 zu multipliciren, und ſo ergeben ſich die folgenden Werthe der Drehungsbogen:

Roth . . .	95	Blau . . .	160
Gelb . .	115	Violet . .	205.

Die Intenſitätskurven der einzelnen Farben laſſen ſich auf dieſelbe Weiſe conſtruiren wie in Fig. 700. Der leichteren Ueberſicht wegen wollen wir uns aber die Kreisperipherie in eine gerade Linie entwickelt denken. In Fig. 701 ſtellt die gerade Linie ab die entwickelte Peripherie dar, und die Länge der auf jedem Punkte von ab zu errichtenden Perpendikel bis zur krummen Linie ſtellt die Intenſität des rothen Lichts dar, wie man ſie am oberen Spiegel beobachtet, wenn eine 5 Mm. dicke Quarzplatte eingelegt iſt. Dieſe Intenſität iſt ein Maximum bei 95° und 275°, ſie iſt Null bei 5° und 185°.

Fig. 701.



Auf der geraden Linie cd, welche ebenfalls die entwickelte Peripherie darſtellt, iſt die Intenſitätskurve für die gelben Strahlen conſtruirt, welche der für die rothen ganz gleich iſt, mit dem einzigen Unterſchiede jedoch, daß die Lage der Maxima und Minima verſchoben iſt. Eben ſo iſt auf der Linie ef die Intenſitätskurve für blaue, auf gh für violette Strahlen conſtruirt, und zwar iſt die Lage der Maxima und Minima durch die ſo eben berechnete Größe der Drehungsbogen beſtimmt. So iſt z. B. für Violet ein Maximum bei 205°, das andere bei 25°.

Betrachtet man dieſe vier Intenſitätskurven zuſammen, ſo kann man ſich daraus ein Urtheil über die zu beobachtenden Farbenerſcheinungen bilden. Bei 0°, wenn alſo der obere Spiegel mit dem unteren parallel iſt, ſind Blau und Violett vorherrſchend, Roth und Gelb ſehr ſchwach. Wenn man nach der Rechten dreht, ſo nimmt der Einfluß, den Roth, Gelb, Grün und Blau ausüben, ab, während Violett noch zunimmt. Bald, bei 5° erreicht Roth ſein Minimum. Bei 25° iſt Violett im Maximum, alle

anderen Farben ziemlich weit von ihrem Maximum entfernt; bei 25° iſt alſo eine ſehr entſchieden violette Färbung zu beobachten. Bei weiterer Drehung nimmt der Einfluß von Roth, aber auch der von Gelb ſtark zu, die violette Färbung wird alſo in eine rothe übergehen; bei 95° iſt Roth am ſtärkſten vorherrſchend, aber doch ſchon bedeutend mit Gelb untermiſcht. Bei fernerem Drehen nimmt das Gelb noch mehr zu; nach dem Gelb wird Grün und bei 160° Blau vorherrſchend. Von 180° an wiederholt ſich dieſelbe Reihe von Erſcheinungen.

Die Farbenerſcheinungen, welche die Kreispolariſation hervorbringt, haben alſo darin ihren Grund, daß der Zerlegungsſpiegel, in welcher Stellung er ſich auch befinden mag, nicht alle prismatiſchen Farben in gleichem Verhältniſſe reflectirt, daß alſo, wenn eine Farbe auch vollſtändig reflectirt wird, andere weniger vollſtändig oder gar nicht reflectirt werden. Nicht für alle Dicken der Bergkryſtallplatten iſt aber die Erſcheinung der Farben gleich brillant; bei ganz dünnen und bei ganz dicken Platten ſind kaum Spuren von Färbung wahrzunehmen. Die Urſache davon läßt ſich leicht überſehen.

Man nehme eine Quarzplatte von $^1/_4$ Mm. Dicke, ſo beträgt der Drehungsbogen für rothe Strahlen ungefähr 5°, für violette Strahlen 10°. Die Drehungsbogen für alle anderen farbigen Strahlen fallen alſo zwiſchen 5 und 10°, die Maxima aller Strahlen liegen alſo ſehr nahe beiſammen, und wenn die rothen Strahlen im Maximum ihrer Intenſität ſind, ſind alle anderen ihrem Maximum ſo nahe, daß das Roth nicht merklich vorherrſchen kann, die Platte wird alſo faſt ganz weiß erſcheinen. Eben ſo liegen alle Minima ſehr nahe beiſammen, nämlich zwiſchen 95 und 100°, hier alſo wird das Geſichtsfeld faſt dunkel ſeyn. Es iſt klar, daß, je dünner die Platte wird, die Erſcheinung ſich immer mehr derjenigen nähert, welche man ohne die zwiſchengelegte Platte beobachtet.

Auch ſehr dicke Platten erſcheinen, wie ſchon bemerkt wurde, farblos, jedoch iſt die an ihnen beobachtete Erſcheinung weſentlich von derjenigen ſehr dünner Platten verſchieden. Wie wir eben geſehen haben, erſcheint eine ganz dünne Platte im Zerlegungsſpiegel faſt ganz hell und farblos, wenn er bei 0° ſteht; wenn der Spiegel gedreht wird, nimmt die Helligkeit ab und erreicht etwa über 90° hinaus ihr Minimum; bei ſehr dicken Platten beobachtet man aber durchaus keine Veränderung in der Intenſität des Lichts, wenn der obere Spiegel gedreht wird; in allen Stellungen dieſes Spiegels erſcheint die Platte ſtets gleich hell, allein immer weniger hell als eine ganz dünne Platte, wenn der Spiegel bei 0 oder 180° ſteht.

Auch dies läßt ſich leicht erklären. Mit zunehmender Dicke der P wächſt der Drehungsbogen für jede Farbe, mithin auch die Differenz ſchen dem Drehungsbogen je zweier Farben. Nach der oben angefü

Tabelle iſt für eine Quarzplatte von 1 Mm. Dicke die Differenz zwiſchen dem Drehungsbogen der äußerſten violetten und der äußerſten rothen Strahlen 44,1 — 17,5 = 26,6°. Für eine 2mal, 3mal ſo dicke Platte iſt auch die Differenz zwiſchen dem Drehungsbogen der äußerſten rothen und violetten Strahlen 2mal, 3mal ſo groß. Mit zunehmender Dicke kann aber auch dieſe Differenz bis auf 180° wachſen (es iſt dies der Fall, wenn die Quarzplatte 6,76 Mm dick iſt, denn 6,76 × 26,6 = 180); wenn aber der Drehungsbogen zweier Farben um 180° verſchieden iſt, ſo fallen die Maxima und Minima beider Farben vollkommen zuſammen; bei einer Quarzplatte, welche 6,76 Mm. dick iſt, nimmt der Einfluß, welchen die rothen und die violetten Strahlen auf die Färbung ausüben, in gleichem Maaße ab und zu, wenn man den oberen Spiegel dreht. Der Drehungsbogen der Strahlen, welche ungefähr an der Gränze zwiſchen Blau und Grün liegen, iſt das Mittel zwiſchen dem Drehungsbogen der rothen und der violetten Strahlen; in einer Platte von 6,76 Mm. Dicke alſo erſcheinen die blaugrünen Strahlen im Maximum, wenn die rothen und die violetten im Minimum ſind, und umgekehrt. Für eine Quarzplatte, deren Dicke 2×6,76, alſo 13,52 Mm. beträgt, iſt die Differenz der Drehungsbogen der rothen und blaugrünen Strahlen 180°, eben ſo groß iſt aber auch die Differenz der Drehungsbogen der blaugrünen und violetten Strahlen. An einer ſolchen Platte erſcheint alſo Roth, Blaugrün und Violett gleichzeitig im Maximum, keine dieſer drei Farben kann alſo entſchieden vorherrſchen. Bei einer Quarzplatte von 27 Mm. Dicke iſt die Differenz der Drehungsbogen der äußerſten rothen und mittleren gelben Strahlen 180°. Eben ſo groß iſt für dieſe Platte die Differenz der gelben und blaugrünen Strahlen, der blaugrünen und indigofarbigen, der indigofarbigen und violetten. Roth, Gelb, Blaugrün, Indigo und Violett wirken alſo bei dieſer Platte ganz gleichmäßig zur Färbung mit. Wenn dieſe Farben im Maximum ſind, ſo geben ſie zuſammen eine Farbe, die nur wenig von Weiß unterſchieden iſt; ſind ſie aber im Minimum, ſo herrſchen Orange, Grün, Blau und die Strahlen zwiſchen Indigo und Violett vor, und auch dieſe geben zuſammen faſt Weiß; ſchon bei dieſer Platte kann man alſo kaum eine Veränderung im Teint der Platte wahrnehmen, wenn man den oberen Spiegel dreht, und begreiflicher Weiſe nähert ſich die Farbe der Platte noch mehr dem reinen farbloſen Weiß, wenn die Dicke noch mehr zunimmt.

Die Erſcheinungen, welche man an einer linksdrehenden Quarzplatte beobachtet, unterſcheiden ſich von denen einer gleich dicken rechtsdrehenden Quarzplatte dadurch, daß man von 0° nach der linken Seite hin, alſo von 0° über 270° nach 180° den Zerlegungsſpiegel drehen muß, um die Farbenerſcheinungen in derſelben Ordnung zu ſehen, als ob man bei der rechtsdrehenden von 0° über 90° nach 180° hin gedreht hätte.

ſchriebenen Erſcheinungen der Kreispolariſation, wie man
falle beobachtet, können nun auch durch eine Combination
ättchen und Gypsblättchen, oder noch vollkommener durch
nomation von einem Gypsblättchen mit zwei Fresnel'ſchen
rallelopipeden, die ſogleich näher beſchrieben werden ſollen, nach-
t werden, und dadurch erhalten wir einen Schlüſſel zur Erklärung
Phänomene.

Glimmerblättchen bringt, auf das mittlere Tiſchchen des Polariſa-
tionsapparates gelegt, dieſelben Erſcheinungen hervor wie ein Glasplätt-
chen; es iſt aber viel leichter, Glimmerblättchen dünn genug zu ſpalten,
um im polariſirten Lichte die Farben der erſten Ordnung zu zeigen.

Wenn ein Glimmerblättchen ge o dick iſt, daß für gelbes Licht
der eine Strahl dem andern um ¼ enlänge vorauseilt, ſo wird daſ-
ſelbe auch ſehr nahe noch für alle ren Farben der Fall ſeyn; ein
ſolches Blättchen alſo, welches 4mal dünner ſeyn muß als ein ſolches,
welches zwiſchen den gekreuzten Spiegeln das Dunkel-Purpur der zweiten
Ordnung zeigt, wird unter denſelben Umſtänden graulich weiß erſcheinen,
weil alle Farben faſt gleich viel zu ſeiner Färbung beitragen. Wenn man
nun ein ſolches Glimmerblättchen ſo zwiſchen die gekreuzten Spiegel des
Apparates gelegt hat, daß die Schwingungsebenen der beiden Strahlen
im Blättchen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der
beiden Spiegel machen, daß alſo das Blättchen ſo hell als möglich er-
ſcheint, ſo kann man den oberen Spiegel des Apparates drehen wie man
will, ohne daß ſich die Helligkeit des Blättchens merklich ändert; nur
ſeine Färbung, welche zwiſchen den gekreuzten Spiegeln kaum merklich
in's Blaue ſpielt, wird zwiſchen den parallelen Spiegeln eine ganz ſchwach
gelbliche Färbung zeigen.

Durch das Zuſammenwirken der beiden aus dem Glimmerblättchen
austretenden Strahlen, welche rechtwinklig zu einander polariſirt ſind,
und von denen der eine dem andern um ¼ Wellenlänge vorausgeeilt iſt,
entſteht alſo ein Strahl, welcher ſich wie ein gewöhnlicher Lichtſtrahl zu
verhalten ſcheint, indem er von dem oberen Spiegel in allen Lagen gleich
gut reflectirt wird; dieſer Strahl beſitzt jedoch Eigenſchaften, die ihn we-
ſentlich von einem gewöhnlichen Strahle unterſcheiden, es iſt ein circu-
lar polariſirter Strahl. Wir wollen die Eigenſchaften und die Ent-
ſtehungsweiſe eines ſolchen Strahls ſogleich näher betrachten.

In Fig. 702 ſey AB die Vibrationsebene der vom unteren
kommenden Strahlen, CD die Schwingungsebene des einen, EF
andern Strahls im Glimmerblättchen; wenn AB den rechten Win

Ebenen CD und EF halbirt, wie wir bei unſerem Verſuche annehmen, ſo iſt die Vibrationsintenſität des nach CD ſchwingenden Strahls gleich der Vibrationsintenſität des in der Richtung EF ſchwingenden. Wenn nun die beiden Strahlen das Glimmerblättchen mit gleicher Geſchwindigkeit durchlaufen hätten, ſo würden ſie nach ihrem Austritte aus demſelben irgend ein Aethertheilchen gleichzeitig und mit gleicher Kraft von o nach C und von o nach F treiben, das Aethertheilchen würde ſich alſo in der Richtung von o nach A bewegen müſſen, kurz, durch das Zuſammenwirken der beiden Strahlen würde ein Strahl erzeugt werden, deſſen Schwingungen in der Ebene AB vor ſich gehen. Daſſelbe würde ſtattfinden, wenn der eine Strahl dem andern um 1, 2, 3 u. ſ. w. ganze Wellenlängen vorausgeeilt wäre.

Fig. 702.

Nun iſt aber der eine Strahl dem andern nur um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorausgeeilt; in einem Moment alſo, in welchem die Geſchwindigkeit, welche der eine Strahl einem Aethertheilchen mittheilt, gerade Null iſt, iſt es durch den andern Strahl mit einem Maximum der Geſchwindigkeit afficirt, wie es dem Durchgange durch die Geſchwindigkeitslage entſpricht; während aber die Geſchwindigkeit, welche der eine Strahl dem Theilchen mittheilt, gerade zunimmt, nimmt die Geſchwindigkeit ab, mit welcher es durch den andern Strahl angetrieben wird, und dadurch wird eben dem Aethertheilchen eine kreisförmige Bewegung ertheilt.

Nehmen wir an, der parallel mit EF ſchwingende Strahl ſey dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorausgeeilt, das Aethertheilchen, deſſen Gleichgewichtslage o iſt, befinde ſich durch die Einwirkung des nach EF ſchwingenden Strahls gerade im Maximum der Ausweichung, in l, ſo iſt die Geſchwindigkeit, mit welcher das Theilchen gerade in dieſem Augenblicke durch den in der Richtung EF ſchwingenden Strahl afficirt wird, gleich Null; in demſelben Momente wird aber das in l befindliche Theilchen durch den andern Strahl, welcher um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge zurückgeblieben iſt, mit einem Maximum von Geſchwindigkeit parallel mit CD in der Richtung des Pfeils rs fortgetrieben; dieſe Geſchwindigkeit nimmt aber allmälig ab und wird nach $\frac{1}{4}$ Undulation gleich Null, während die Ge-

ſchwindigkeit, welche der andere Strahl dem Aethertheilchen mittheilt, in derſelben Zeit von Null an wächſt, das Aethertheilchen wird alſo einen Kreisbogen beſchreiben und nach ¼ Undulation im *m* ankommen; hier iſt nun die Geſchwindigkeit in der Richtung *CD* gleich Null, und das Theilchen bewegt ſich in der Richtung des Pfeils *tu*; die Geſchwindigkeit in dieſer Richtung nimmt aber wieder ab, während ſie in der Richtung des Pfeils *v w* zunimmt, kurz, das Aethertheilchen beſchreibt, von der Rechten zur Linken ſich drehend, einen Kreis um ſeine Gleichgewichtslage.

Fig. 703.

Wäre der parallel mit *CD* ſchwingende Strahl dem andern um ¼ Wellenlänge vorausgeeilt, ſo würde die Rotation der Aethertheilchen von der Linken zur Rechten ſtattfinden.

Durch das Zuſammenwirken der beiden mit gleicher Vibrationsintenſität aus dem Glimmerblättchen austretenden Strahlen, welche rechtwinklig zu einander polariſirt ſind und von denen der eine dem andern um ¼ Wellenlänge vorausgeeilt iſt, entſteht alſo ein Strahl, welcher durch kreisförmige Vibrationen fortgepflanzt wird.

Wenn ſich aber die Rotation in der Richtung des Strahls von einem Aethertheilchen zum andern fortpflanzt, ſo iſt klar, daß nicht alle um ihre Gleichgewichtslage rotirenden Theilchen gleichzeitig dieſelbe Stellung in ihrem Kreiſe einnehmen können; die Aethertheilchen, welche in ihrer Gleichgewichtslage auf einer mit der Richtung des Strahls zuſammenfallenden geraden Linie liegen, bilden nun eine enge um dieſe gerade Linie herumgewundene Schraubenlinie, bei welcher die Höhe eines Ganges der Wellenlänge entſpricht. Denkt man ſich nun, daß ſich eine ſolche Schraubenlinie mit gleichförmiger Bewegung um ihre Axe ſo umdreht, daß jede Umdrehung in derſelben Zeit vollendet wird, welche auch zu einer gewöhnlichen Lichtvibration erfordert wird, ſo hat man eine richtige Vorſtellung von der Bewegung und der gegenſeitigen Lage der Aethertheilchen eines kreisförmig polariſirten Strahls.

Streng genommen, kann ein Glimmerblättchen nur für Strahlen einer beſtimmten Farbe vollkommen kreisförmig polariſirtes Licht liefern; denn wenn das Blättchen gerade ſo dick iſt, daß für gelbes Licht der eine Strahl dem andern um ¼ Wellenlänge vorauseilt, ſo iſt dies für rothes, blaues

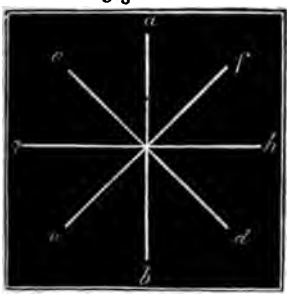
ſ. w. Licht nicht auch ganz genau der Fall; doch bringt dieſe Abwei-
ung für die meiſten Verſuche keinen merklichen Nachtheil hervor. Ganz
lſtändig circular polariſirtes weißes Licht liefert dagegen das Fres-
l'ſche Parallelopiped, welches übrigens wegen ſeiner bedeutenden
cke nicht immer ſo bequem zu gebrauchen iſt wie ein Glimmerblättchen.
Fig. 704 ſtellt den Durchſchnitt eines Parallelopipeds von Glas vor,

Fig 704.

deſſen ſpitzer Winkel 54°, deſſen ſtumpfer alſo 126° iſt. Ein Lichtſtrahl, welcher rechtwinklig zu der Fläche cb eintritt, erleidet bei p und s eine totale innere Reflexion und tritt dann rechtwinklig zur Fläche ad aus. Wenn nun der einfallende Strahl linear polariſirt iſt, d wenn ferner die Ebene der zweifachen inneren Reflexion einen Winkel 1 45° mit der Polariſationsebene macht, ſo iſt der austretende Strahl Folge der zweimaligen inneren Spiegelungen vollſtändig circular polariſirt. Die Nachweiſung, wie unter den erwähnten Umſtänden im Fresnel'-n Parallelopiped ein circular polariſirter Strom entſteht, iſt ohne hö-e Anwendung nicht wohl möglich.

Bringt man nun ein Glimmerblättchen ſo in den Polariſationsapparat, i es circular polariſirtes Licht liefert, legt man alsdann ein Gypsblätt-n, welches für ſich allein im Polariſationsapparate ſchon farbig er-eint, ſo auf das Glimmerblättchen, daß die eine der Schwingungs-nen im Gypsblättchen mit der Polariſationsebene der vom unteren piegel kommenden Strahlen zuſammenfällt, daß alſo die Schwingungs-nen im Gypsblättchen einen Winkel von 45° mit den Schwingungs-nen im Glimmerblättchen machen, ſo wird man natürlicher Weiſe bei reuzten Spiegeln gar keine Färbung des Gypsblättchens wahrnehmen; ald man aber ein zweites Glimmerblättchen von derſelben Dicke wie untere ſo auf das Gypsblättchen legt, daß die Schwingungsebenen oberen Glimmerblättchens mit denen des unteren zuſammenfallen, ſo heint ſogleich das Gypsblättchen gefärbt, und dieſe Färbung ändert , wenn man den oberen Spiegel des Apparates dreht, ganz in derſel-

Fig. 705.

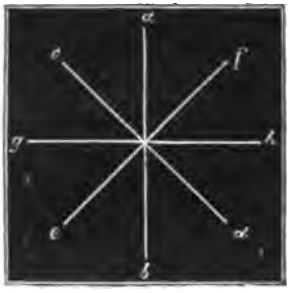


ben Weiſe, als ob man eine ſenkrecht zur Axe geſchnittene Quarzplatte im Apparate hätte. Da wir nun im Stande ſind, die Erſcheinungen in der Combination von Gyps- und Glimmerblättchen vollſtändig zu analyſiren, ſo haben wir zugleich eine Erklärung der im Bergkryſtalle beobachteten Erſcheinungen.

Es ſey ab, Fig. 705, die Schwin-

gungsebene des vom unteren Polariſationsſpiegel kommenden polariſirten Strahls, cd und ef die Schwingungsebenen der beiden Strahlen im Glimmerblättchen, ab und gh die beiden Schwingungsebenen im Gypsblättchen.

Fig. 706.



Der Strahl, welcher im Glimmerblättchen parallel mit cd ſchwingt, wird bei ſeinem Eintritte in das Gypsblättchen in zwei Strahlen zerlegt; die Schwingungen des einen finden in der Richtung ab, die des andern in der Richtung gh Statt. Eine ähnliche Zerlegung erleidet aber auch der im Glimmerblättchen parallel mit ef ſchwingende Strahl bei ſeinem Eintritte in das Gypsblättchen; und ſo kommt es denn, daß daß ſich im Gypsblättchen zwei Strahlen fortpflanzen, deren Schwingungen parallel mit ab, und zwei andere, deren Schwingungen parallel mit gh ſind.

Die beiden parallel mit ab ſchwingenden Strahlen haben gleiche Vibrationsintenſität, der eine iſt aber dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorausgeeilt; da die beiden Strahlen nach derſelben Richtung ſchwingen, ſo werden ſie interferiren, ſie werden durch ihr Zuſammenwirken einen einzigen Strahl hervorbringen, deſſen Vibrationsintenſität leicht zu ermitteln iſt; zu unſerem Zwecke iſt es aber auch nicht einmal nöthig, dieſe Vibrationsintenſität zu kennen.

Auch die beiden Strahlen, welche im Gypsblättchen, parallel mit gh ſchwingend, ſich fortpflanzen, haben gleiche Vibrationsintenſität, und der eine iſt dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorausgeeilt, alſo auch dieſe combiniren ſich zu einem einzigen Strahle, deſſen Vibrationsintenſität gerade eben ſo groß iſt wie die des Strahls, welcher parallel mit ab ſchwingt.

Es treten alſo aus dem Gypsblättchen zwei rechtwinklig zu einander polariſirte Strahlen von gleicher Vibrationsintenſität aus, jeder derſelben wird aber durch das obere Glimmerblättchen in einen circular polariſirten Strahl verwandelt, und durch die Interferenz dieſer beiden kreisförmig polariſirten Strahlen wird die beobachtete Farbenerſcheinung hervorgebracht.

Der linear polariſirte Strahl, welcher, parallel mit ab ſchwingend, aus dem Gypsblättchen austritt, wird durch das obere Glimmerblättchen, deſſen Schwingungsebenen cd und ef ſind, ganz ſo in einem circular polariſirten Strahl verwandelt, wie es oben, Seite 621, gezeigt worden iſt. Wenn der im Glimmerblättchen parallel mit ef ſchwingende Strahl dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorauseilt, ſo wird die Rotation der Aethertheilchen im

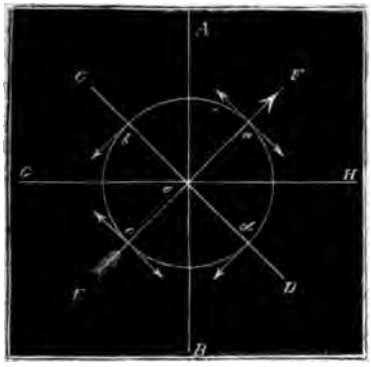
resultirenden Strahls von der Rechten zur Linken gehen; der lineal polarisirte Strahl aber, welcher, parallel mit $g\,h$ schwingend, das Gypsblättchen verläßt, wird durch das obere Glimmerblättchen in einen circular polarisirten Strahl von entgegengesetzter Rotationsrichtung verwandelt.

Aus dem Glimmerblättchen treten also zwei circular polarisirte Strahlen von gleicher Intensität, aber entgegengesetzter Rotationsrichtung aus; der eine dieser Strahlen ist dem andern um eine bestimmte Anzahl von Wellenlängen voraus, welche von der Dicke des Gypsblättchens abhängt.

Durch die Interferenz der beiden kreisförmig polarisirten Strahlen, welche aus dem Glimmerblättchen austreten, wird nun wieder linear polarisirtes Licht erzeugt, dessen Schwingungsrichtung davon abhängt, wie viel Wellenlängen der eine Strahl im Gypsblättchen dem andern vorausgeeilt ist. Wir wollen dies sogleich näher entwickeln.

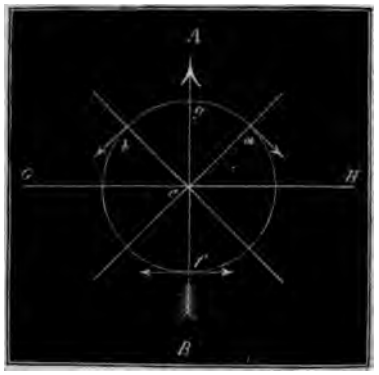
In Fig. 707 sei $A\,B$ die Schwingungsrichtung des einen, $G\,H$ die des andern aus dem Gypsblättchen austretenden Strahls; der eine wird durch das Glimmerblättchen in einen circular polarisirten Strahl verwandelt, welcher die Aethertheilchen in der Richtung $a\,b\,c\,d$ rotiren macht, während die Rotation des andern in entgegengesetzter Richtung vor sich geht. Nehmen wir nun an, daß in einem bestimmten Moment ein Aethertheilchen unter dem Einflusse des nach der Linken rotirenden Strahls sich gerade im Punkte a befände, während dasselbe Theilchen in demselben Augenblicke sich auch unter dem Einflusse des andern circular polarisirten Strahls an derselben Stelle befände, so würde das Aethertheilchen in diesem Augenblicke offenbar durch zwei gleiche, aber entgegengesetzte Kräfte angegriffen werden; alsbald aber streben beide Strahlen das Aethertheilchen der Linie $C\,D$ zu nähern, denn der eine Strahl würde es nach b, der andere würde es nach d führen, beide zusammen führen also das Aethertheilchen von a nach o, alsdann weiter von o nach c; in c ist das Theilchen wieder zwei gerade entgegengesetzten Kräften ausgesetzt, beginnt aber alsbald seinen Rückweg, und so oscillirt es zwischen a und c hin und her, weil sich die beiden circular polarisirten Strahlen nach dieser Richtung stets unterstützen, während sich rechtwinklig zu $E\,F$ ihre Wirkung gegenseitig vernichten.

Fig. 707.



Nehmen wir an, der eine, etwa der links rotirende Strahl wäre dem andern um ¼ Wellenlänge mehr vorausgeeilt, als dem eben betrachteten Fall entſpricht, ſo würde ſich daſſelbe Aethertheilchen, welches ſich in einem beſtimmten Momente unter dem Einfluſſe des langſamen Strahls gerade in *a*, Fig. 708, befindet, unter dem alleinigen Einfluſſe des andern Strahls

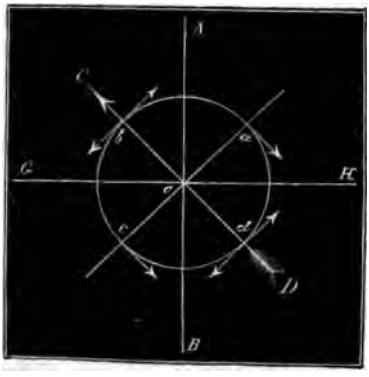
Fig. 708.



nicht gleichzeitig an derſelben Stelle ſeyn können, ſondern es müßte ¼ Kreisumfang weiter, alſo in *b*, ſich befinden; in gleicher Zeit würde aber das Aethertheilchen durch den einen Strahl von *a* nach *f*, durch den andern von *b* nach *f* geführt werden, in *f* alſo müßte ſich das Aethertheilchen gleichzeitig unter dem Einfluſſe der beiden Wellenſyſteme befinden; hier iſt es aber für einen Moment der Einwirkung gleicher und entgegengeſetzter Kräfte ausgeſetzt; alsbald wird es aber durch beide Wellenſyſteme in der Richtung von *f* nach *g* fortgetrieben, indem ſie nach dieſer Richtung hin ſich unterſtützen, während ſie rechtwinklig zu dieſer Richtung ſich gegenſeitig vernichten; die Interferenz der beiden circular polariſirten Strahlen bringt alſo in dieſem Falle Vibrationen zwiſchen *f* und *g*, alſo einen linear polariſirten Strahl hervor, deſſen Schwingungsebene *AB* iſt.

Wäre der links rotirende Strahl um ½ Wellenlänge mehr dem andern vorausgeeilt als in dem Fig. 707 dargeſtellten Falle, ſo würde *CD* die Vibrationsebene des linear polariſirten Strahls ſeyn, welcher aus der Interferenz der beiden circular polariſirten Strahlen hervorgeht, wie ſich dies ſchon aus der Betrachtung der Fig. 709, ergiebt.

Fig. 709.



Kurz, ſo oft der links rotirende Strahl dem andern um ¼ Wellenlänge mehr voraneilt, wird auch die Polariſationsebene des aus der Interferenz reſultirenden linearen Strahls um 45° mehr nach der Linken gedreht.

Da nun für die ſtärker brechbaren Strahlen des Spectrums bei gleicher Dicke einer Kryſtallplatte der Gang-

unterſchied der beiden Strahlen bedeutender iſt als für die weniger brechbaren, ſo wird man in unſerem Falle den Zerlegungsſpiegel des Apparates von der Rechten zur Linken drehen müſſen, um zu machen, daß die rothe Färbung durch Gelb und Grün in Blau übergeht; wäre dagegen der rechts rotirende Strahl dem andern vorausgeeilt, ſo würde die Polariſationsebene der ſtärker brechbaren Strahlen mehr nach der Rechten hin gedreht worden ſeyn, man müßte alſo den Zerlegungsſpiegel von der Linken zur Rechten drehen, um zu machen, daß die Färbung von Roth in Gelb, Grün, Blau übergeht.

Man braucht nur, während alles Uebrige ungeändert bleibt, das obere Glimmerblättchen um 90° zu drehen, um die Combination von Blättchen, welche die Erſcheinungen eines links drehenden Kryſtalls hervorbringt, in eine ſolche zu verwandeln, welche eben ſo wirkt wie ein rechts drehender Kryſtall.

Dieſelben Verſuche laſſen ſich auch machen, wenn man die beiden Glimmerblättchen durch Fresnel'ſche Parallelopipede erſetzt.

Die Erſcheinungen, welche man im Polariſationsapparate an Quarzplatten beobachtet, die ſenkrecht zur Axe geſchliffen ſind, laſſen ſich demnach durch die Annahme erklären, daß ſich in dieſem Mineral in der Richtung der kryſtallographiſchen Axe zwei circular polariſirte Strahlen von entgegengeſetzter Rotationsrichtung fortpflanzen, durch deren Interferenz jene Erſcheinungen hervorgebracht werden; der Kryſtall iſt rechts oder links drehend, je nachdem der rechts oder links rotirende Strahl den Kryſtall mit größerer Geſchwindigkeit durchläuft.

Doppelte Brechung des Bergkryſtalls in der Richtung ſeiner Axe. Um die Richtigkeit dieſer Erklärung zu beweiſen, muß man zeigen, daß ſich in der Richtung der kryſtallographiſchen Axe des Bergkryſtalls wirklich zwei Strahlen mit verſchiedener Geſchwindigkeit fortpflanzen, und daß dieſe Strahlen circular polariſirt ſind. Fresnel hat dies in der That durch folgenden ſinnreichen Apparat nachgewieſen. Der Cylinder *abcd*, Fig. 710, iſt aus drei Prismen von Bergkryſtall zuſammengeſetzt, 258

Fig. 710.

welche ſehr ſorgfältig zuſammengefügt ſeyn müſſen. Der brechende Winkel des mittleren Prismas beträgt 152°; die beiden brechenden Flächen *as* und *bs* müſſen gegen die Axe des Kryſtalls gleiche Neigung haben; die beiden Gränzflächen der äußeren Prismen nämlich *ad* und *cb* ſtehen rechtwinklig auf der Axe dieſer Quarzſtücke, ſo daß in allen drei Prismen die Axe dieſelbe Richtung hat. Nehmen wir an, das mittlere Prisma ſey aus einem rechtsdrehenden Kryſtalle gemacht, ſo müſſen die beiden Endprismen aus links drehenden Kryſtallen gemacht ſeyn, und umgekehrt. Läßt man nun auf dieſes Syſtem von der einen Seite her einen polariſirten Strahl einfallen, ſo theilt er ſich in zwei, welche in verſchiedenen Richtungen austreten. Der Bergkryſtall übt alſo in der Rich-

tung ſeiner Axe eine doppelte Brechung aus, und dieſe doppelte Brechung iſt alſo ganz anderer Art als die, welche man an anderen Kryſtallen und im Quarz nach anderen Richtungen beobachtet, denn die beiden austretenden Strahlen zeigen keine Spur von Polariſation, wenn man ſie mit einer Turmalinplatte oder mit einem doppeltbrechenden Prisma analyſirt.

Dieſe merkwürdige Erſcheinung beweiſ't direct, daß ſich in der Richtung der optiſchen Axe des Bergkryſtalls zwei circular polariſirte Strahlen von entgegengeſetzter Rotationsrichtung mit ungleicher Geſchwindigkeit fortpflanzen, und daß derjenige, welcher in rechts drehenden Kryſtallen der ſchnellere iſt, ſich in links drehenden langſamer fortpflanzt. Der polariſirte Strahl, welcher an der Fläche *ad* eintritt, wird in zwei circular polariſirte Strahlen von entgegengeſetzter Drehungsrichtung verwandelt; ſie werden beim Eintritte in das mittlere Prisma nach verſchiedenen Richtungen gebrochen, weil ſie das erſte mit verſchiedener Geſchwindigkeit durchlaufen haben; die Divergenz wird aber durch den Umſtand vergrößert, daß derſelbe Strahl, welcher im erſten Prisma der ſchnellere war, im zweiten der langſamere iſt, und umgekehrt. Die Strahlen, welche nun ſchon das mittlere Prisma nach verſchiedener Richtung durchlaufen haben, treten im letzten Prisma begreiflicher Weiſe noch mehr auseinander, und ſo iſt es denn mit Hülfe dieſer Vorrichtung möglich, die doppelte Brechung in der Richtung der optiſchen Axe des Bergkryſtalls ſichtbar zu machen, welche zu gering iſt, als daß ſie unmittelbar eine Trennung der Bilder hervorbringen könnte.

259 **Farbenringe ſenkrecht zur Axe geſchnittener Quarzplatten.** Bei den bisher beſchriebenen Farbenerſcheinungen ſenkrecht zur Axe geſchliffener Quarzplatten kamen nur ſolche Strahlen in Betracht, welche die Platte genau in der Richtung der optiſchen Axe durchlaufen hatten; wenn man aber eine ſolche Platte in der Turmalinzange dicht vor das Auge bringt, ſo daß auch ſolche Strahlen in daſſelbe gelangen, welche die Platte in ſchräger Richtung durchlaufen haben, ſo ſieht man das ſchöne Ringſyſtem, Fig. 711, wenn die Turmaline gekreuzt ſind. Dieſes Ringſyſtem iſt demjenigen anderer einaxigen Kryſtalle ganz ähnlich, nur iſt das ſchwarze Kreuz in der Mitte der Figur ganz verſchwunden, und nur weiter von dem Mittelpunkte entfernt ſind noch ſchwache Spuren deſſelben wahrzunehmen; in der Mitte der Figur erſcheint dagegen ein farbiger kreisförmiger Fleck, deſſen Färbung

Fig. 711.

von der Dicke der Platte abhängt; es iſt dies die Farbe, welche die Quarzplatte zwiſchen den gekreuzten Spiegeln des Polariſationsapparates zeigt, denn dort ſieht man ja nur den centralen Theil der Figur.

Legt man zwei ſenkrecht zur Axe geſchnittene Quarzplatten von vollkommen gleicher Dicke auf einander, von denen die eine rechts, die andere links drehend iſt, ſo zeigen dieſe zuſammen zwiſchen den gekreuzten Turmalinen das ganz eigenthümliche Ringſyſtem Fig. 6 Tab. II., welches eine Combination von kreisrunden Ringen mit 4 von der Mitte ausgehenden Spiralen iſt.

Dieſe Erſcheinung läßt ſich auch mit einer einzigen Quarzplatte ſchon hervorbringen, wenn man ſie auf den horizontalen Spiegel *c* des Nörremberg'ſchen Polariſationsapparates legt und darüber, ungefähr in der Entfernung ihrer Brennweite, eine Sammellinſe befeſtigt. Die Lichtſtrahlen durchlaufen hier den Kryſtall zweimal; einmal nämlich, ehe ſie auf den Spiegel *c* treffen, und dann, nachdem ſie von demſelben reflectirt worden ſind; wenn die Strahlen nach ihrem erſten Durchgange durch die Platte von dem Spiegel *c* reflectirt worden ſind, ſo verhalten ſie ſich gerade ebenſo, als hätten ſie eine Platte von entgegengeſetzter Drehungsrichtung durchlaufen.

Circularpolariſation in Flüſſigkeiten und Gaſen. Der Bergkryſtall iſt der einzige feſte Körper, an welchem man die oben beſchriebenen Erſcheinungen der Circularpolariſation beobachtet; Biot hat aber dieſe Eigenſchaft bei mehreren Flüſſigkeiten entdeckt, und indem er ſie näher ſtudirte, iſt er zu Reſultaten gelangt, welche die Aufmerkſamkeit der Phyſiker und Chemiker ſehr verdienen. 260

Solche Flüſſigkeiten, welche die Polariſationsebene von der Rechten zur Linken drehen, ſind: Terpentinöl, Kirſchlorbeerwaſſer, Löſungen von arabiſchem Gummi und Inulin.

Rechts drehende Flüſſigkeiten ſind: Citronenöl, Zuckerſyrup, Auflöſungen von Kampher in Alkohol, Dextrin und Auflöſungen von Weinſteinſäure.

Das Rotationsvermögen ſolcher Flüſſigkeiten iſt weit ſchwächer als das des Bergkryſtalls, d. h. eine Quarzplatte von geringer Dicke bringt dieſelben Erſcheinungen hervor wie eine flüſſige Säule von ziemlich bedeutender Höhe; eine Quarzplatte zeigt z. B. dieſelben Farben wie eine 68mal höhere Säule Terpentinöl; da aber dünne Quarzplatten nur wenig brillante Farben zeigen, ſo iſt klar, daß ſchon eine Terpentinölſäule von ziemlich bedeutender Höhe erforderlich iſt, um die Farbenerſcheinungen recht deutlich beobachten zu können. Das Rotationsvermögen des Citronenöls iſt ſtärker als das des Terpentinöls, denn eine Säule von Citronenöl zeigt dieſelben Farben wie eine doppelt ſo hohe Säule von Terpentinöl.

Um die Natur der Circularpolariſation einer Flüſſigkeit vollſtändig zu beſtimmen, iſt auszumitteln, ob ſie rechts oder links drehend iſt und wie

viel Grade der Drehungsbogen beträgt, um welchen bei einer gegebenen Höhe der flüſſigen Säule die Polariſationsebene irgend eines einfachen Strahls, etwa des rothen, gedreht wird.

Zur Beobachtung der Kreispolariſation in Flüſſigkeiten kann man ebenfalls den Nörremberg'ſchen Polariſationsapparat anwenden. Die Flüſſigkeiten werden zu dieſem Zwecke in eine oben offene, unten durch eine ebene Glastafel verſchloſſene Glasröhre gegoſſen und dieſe dann auf das mittlere Tiſchchen des Apparates geſtellt. Der untere Theil dieſer Röhre mit ihrer Faſſung und der ſie verſchließenden Glasplatte iſt Fig. 712 ungefähr in $\frac{1}{2}$ der natürlichen Größe im Durchſchnitte dargeſtellt; die Röhre muß ſo lang wie möglich ſeyn, alſo ſo, daß ſie, auf dem mittleren Tiſchchen ſtehend, durch den oberen Ring des Apparates hindurchgeht und den Zerlegungsſpiegel faſt berührt; es iſt gut, wenn die Röhre graduirt iſt, ſo daß man ſtets unmittelbar die Höhe der flüſſigen Säule ableſen kann. Damit die Farbenerſcheinung möglichſt lebhaft wird, muß der Zutritt von fremdem Lichte abgehalten werden, was am leichteſten dadurch geſchieht, daß man die Glasröhre mit einem hohlen Cylinder von ſchwarzem Tuch umgiebt und auch den Fuß der Röhre mit ſchwarzem Tuch belegt.

Fig. 712.

Man hat auch beſondere Apparate zur Beobachtung der Kreispolariſation in Flüſſigkeiten conſtruirt, die im Weſentlichen aus horizontal ſtehenden Röhren beſtehen, die an beiden Enden mit Glasplatten verſchloſſen ſind, und welche dazu dienen, die Flüſſigkeit aufzunehmen; ferner iſt an jedem Ende ein Nicol'ſches Prisma angebracht, von denen das eine den Polariſationsſpiegel, das andere den Zerlegungsſpiegel erſetzt. Die Röhre iſt ungefähr 10 Zoll lang.

Die Circularpolariſation der Flüſſigkeiten hat jetzt auch eine techniſche Bedeutung gewonnen, indem ſie angewandt wird, um den Zuckergehalt des Syrups zu ermitteln; es iſt klar, daß das Rotationsvermögen einer Zuckerlöſung um ſo mehr zunimmt, je concentrirter die Löſung iſt.

Auch im Dampfe des Terpentinöls hat Biot die Eigenſchaft der Kreispolariſation nachgewieſen; um hier dieſe Erſcheinung wahrnehmen zu können, muß man natürlich ungleich längere Röhren anwenden.

261 **Abſorption des Lichts in farbigen doppeltbrechenden Kryſtallen.** Der Turmalin iſt, wie bereits angeführt wurde, ein doppeltbrechender Kryſtall, und wenn eine parallel mit der Axe geſchnittene Turmalinplatte polariſirtes Licht liefert, ſo beruht dies darauf, daß einer der beiden Strahlen, welche ſich im Allgemeinen in doppeltbrechenden Kryſtallen rechtwinklig zur

optiſchen Axe fortpflanzen, abſorbirt wird. In der That ſieht man durch ein Prisma von Turmalin, deſſen Kanten mit der optiſchen Axe parallel ſind, zwei Bilder, wenn man nahe an der brechenden Kante hindurchſieht, wo der Kryſtall noch dünn iſt; mit zunehmender Dicke wird aber der eine Strahl, und zwar der ordinäre, mehr und mehr abſorbirt. Wenn Turmalinplatten das Licht noch nicht vollkommen polariſiren, ſo iſt der Grund davon der, daß ſie noch nicht dick genug ſind, um den ordinären Strahl ganz zu abſorbiren.

Auch bei anderen farbigen Kryſtallen bemerkt man ähnliche Erſcheinungen. Babinet hat bemerkt, daß die negativen farbigen Kryſtalle die ordinären Strahlen vorzugsweiſe abſorbiren, während in poſitiven Kryſtallen die extraordinären ſtärker abſorbirt werden; ſo abſorbirt z. B. ein hinlänglich dunkler Rauchquarz, ein poſitiver Kryſtall, die extraordinären Strahlen; die Vibration der Strahlen, welche eine parallel mit der Axe geſchnittene Rauchquarzplatte durchläßt, ſind rechtwinklig zu ſeiner optiſchen Axe.

Der Turmalin erſcheint in der Richtung ſeiner optiſchen Axe anders gefärbt als rechtwinklig zu derſelben; dieſe Erſcheinung, welche offenbar mit der Abſorption der polariſirten Strahlen zuſammenhängt, wird auch an anderen Körpern beobachtet, namentlich am Dichroit, welcher von dieſer Eigenſchaft ſeinen Namen führt; in der Richtung ſeiner Axe erſcheint er blau, rechtwinklig zu derſelben dagegen braungelb.

Erſcheinungen in geglühten oder gepreßten Gläſern. Wenn 262
man geglühte und ſchnell abgekühlte Glasplatten von beliebiger Form in den Polariſationsapparat, etwa auf das mittlere Tiſchchen oder den unteren horizontalen Spiegel legt, ſo beobachtet man mannigfaltige, bald mehr, bald weniger regelmäßige, oft ſehr ſchöne Farbenerſcheinungen; ſo zeigt z. B. eine geglühte quadratiſche Platte von dickem Spiegelglas oder ein geglühter Glaswürfel zwiſchen den gekreuzten Spiegeln des Apparates die Farbenerſcheinung Fig. 713 oder Fig. 714; ein geglühter maſſiver Glascylinder zeigt Ringe, Fig. 715. Die Erſcheinungen in läng-

Fig. 713.

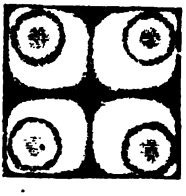


Fig. 714.

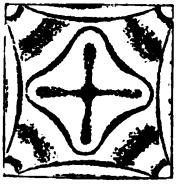
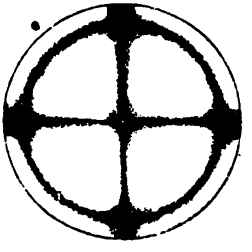


Fig. 715.



lichen und dreieckigen Platten ſind ungefähr ſo wie Fig. 716 und Fig. 717.

Fig. 716.

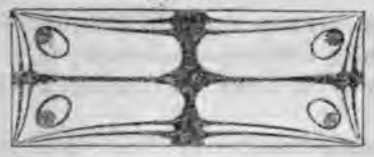


Fig. 717.

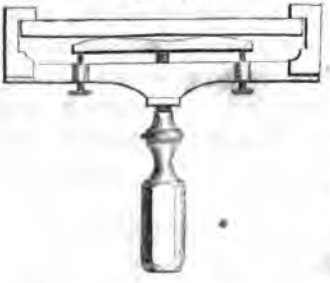
Man kann dieſe Farbenerſcheinungen auch mit Hülfe des ſchon beſprochenen Apparates, Fig. 598, objectiv darſtellen, wenn man die in Kork gefaßte geglühte Glasplatte vor der erſten Linſe bei *n* einſchiebt. Der Grund dieſer Erſcheinung iſt offenbar in der beſonderen Anordnung der Theilchen, in dem geſpannten Zuſtande zu ſuchen, welcher durch die raſche Abkühlung hervorgerufen wird. In der That braucht man nur ſolche Gläſer wieder zu erhitzen und ſie dann langſam abkühlen zu laſſen, um zu machen, daß alle dieſe Farbenerſcheinungen verſchwinden.

Wenn man eine Art Hülſe, Fig. 718, bis zu 100° oder 150° erwärmt

Fig. 718.

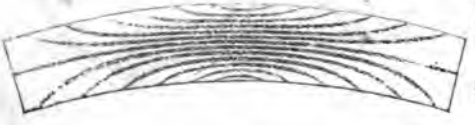
und dann einen Glascylinder hineinſteckt, ſo werden die äußerſten Theilchen erwärmt, während die inneren noch kalt ſind, es entſteht dadurch ein Spannungszuſtand, welcher ſich ebenfalls durch Farbenerſcheinungen im polariſirten Lichte kund giebt, welche den in Fig. 715 ähnlich ſind. Eine raſche Abkühlung bringt ähnliche Wirkungen hervor.

Fig. 719.



In Fig. 719 iſt eine Preſſe dargeſtellt, welche dazu dient, Streifen von dickem Glaſe zu biegen; während dieſes geſpannten Zuſtandes zeigen ſich nun an einem ſolchen Glasſtücke im Polariſationsapparate farbige Streifen, wie man in Fig. 720 ſieht.

Fig. 720.



Wenn man eine quadratiſche Platte von dickem

Spiegelglaſe in der Preſſe Fig. 721 zuſammendrückt, ſo zeigt die Platte im Polariſationsapparate in der Richtung der Compreſſion eine Farben-

Fig. 721.

Fig. 722.

erſcheinung, welche mit dem mittleren Theile der Fig. 2 auf Tab. II. einige Aehnlichkeit hat und welche Fig. 722 dargeſtellt iſt.

Zehntes Kapitel.

Chemiſche Wirkungen des Lichts.

Einfluß des Lichts auf chemiſche Verbindungen und Zerſe- 263
tzungen. Bei gewöhnlicher Temperatur verbinden ſich im Dunkeln Chlorgas und Waſſerſtoffgas nicht mit einander; ſobald man aber dem Lichte den Zutritt geſtattet, geht die Verbindung vor ſich, und zwar langſam im Tageslichte, unter Exploſion im Sonnenlichte. — Das in Waſſer abſorbirte Chlorgas entzieht nur unter Einwirkung des Lichts dem Waſſer allmälig den Waſſerſtoff; Phosphor, welcher in Waſſer aufbewahrt wird, verwandelt ſich im Sonnenlichte in rothes Phosphoroxyd. — Concentrirte Salpeterſäure zerſetzt ſich am Lichte ſchon bei gewöhnlicher Temperatur zum Theil in Sauerſtoff und Unterſalpeterſäure; das weiße Chlorſilber wird durch das Licht erſt violett gefärbt und endlich ganz ſchwarz, indem ein Theil ſeines Chlors entweicht u. ſ. w. Es ſind hier nur einige der auffallendſten Beiſpiele angeführt, um den Einfluß des Lichts auf chemiſche Verbindungen und Zerſetzungen nachzuweiſen; es finden ſich ſolcher Beiſpiele noch viele in allen chemiſchen Werken.

Sehr auffallend iſt der Einfluß des Lichts auf die Zerſetzung organiſcher Subſtanzen; es befördert nämlich die Vereinigung des Sauerſtoffs der Atmoſphäre mit dem Kohlenſtoff und Waſſerſtoff der organiſchen Stoffe; daher kommt denn auch das Bleichen vegetabiliſcher Farbſtoffe im Lichte, namentlich im Sonnenlichte; die gelbe Färbung des Terpentinöls, die grüne Färbung des gelben Guajaks, wenn eine weingeiſtige Löſung deſſelben, auf Papier geſtrichen, dem Lichte ausgeſetzt wird u. ſ. w.

Zum Gedeihen der lebenden Pflanzen iſt das Licht durchaus nöthig, im

Dunkeln iſt eine kräftige Entwickelung derſelben unmöglich; ſie erhalten bald ein verkümmertes Anſehen, Blätter und Blüthen bleiben blaß. Pflanzen, die in Zimmern gezogen werden, wachſen bekanntlich immer nach den Fenſtern hin.

Die grünen Theile der Pflanze abſorbiren Kohlenſäure aus der Luft; dieſe Kohlenſäure wird zerlegt, der Kohlenſtoff bleibt als Beſtandtheil der Pflanze zurück, während der Sauerſtoff wieder in die Atmoſphäre ausgehaucht wird. Dieſe Zerſetzung der Kohlenſäure und das Aushauchen von Sauerſtoff in die Luft findet aber nur unter dem Einfluſſe des Lichts Statt. Man kann ſich leicht davon überzeugen, wenn man einen friſchen grünen Zweig unter eine mit kohlenſäurehaltigem Waſſer gefüllte Glasglocke bringt; im Lichte entwickeln ſich zahlreiche Gasblaſen an den Blättern, die in den oberen Theil der Glasglocke aufſteigen; das hier geſammelte Gas iſt Sauerſtoffgas. Dieſe Gasentwickelung findet im Dunkeln nicht Statt, ſie hört auf, ſobald dem Waſſer alle freie Kohlenſäure entzogen worden iſt.

264 **Ungleichheit der chemiſchen Wirkungen verſchiedenfarbiger Strahlen.** Nicht alle Strahlen des weißen Sonnen- und Tageslichts bringen gleich ſtarke chemiſche Wirkungen hervor; unter einem rothen Glaſe verbinden ſich Waſſerſtoffgas und Chlorgas nicht, unter einem blauen oder violetten Glaſe aber ebenſo wie im weißen Lichte; Chlorſilber wird im blauen und violetten, aber faſt gar nicht im rothen Lichte geſchwärzt. Berard hat die chemiſche Wirkung der verſchiedenen prismatiſchen Farben am vollſtändigſten unterſucht. Er ließ die mittelſt eines Heliоſtats in ein dunkles Zimmer geworfenen Sonnenſtrahlen auf ein Prisma fallen und fing das durch daſſelbe erzeugte Spectrum auf einem mit Chlorſilber überzogenen Papier auf; da das Spectrum unverrückt blieb, ſo konnte eine und dieſelbe Farbe längere Zeit auf dieſelbe Stelle des Chlorſilberpapiers wirken. Er fand auf dieſe Weiſe, daß die chemiſchen Wirkungen am violetten Ende des Spectrums am ſtärkſten ſind und ſich ſelbſt noch über die Gränzen des ſichtbaren Spectrums hinaus erſtrecken, wie dies auch früher ſchon Ritter und Wollaſton gefunden hatten. Die blauen Strahlen brachten ſchon eine weit ſchwächere Wirkung hervor, die rothen Strahlen wirkten ſo gut wie gar nicht. Um dieſen Unterſchied recht auffallend zu machen, concentrirte er durch eine Linſe alle Strahlen vom Grün bis zum äußerſten Violet, durch eine zweite Linſe aber den übrigen Theil des Spectrums, alſo einen Theil der grünen, die gelben und die rothen Strahlen. Im Vereinigungspunkte der gelben und rothen Strahlen wurde das Chlorſilberpapier ſelbſt nach zweiſtündiger Einwirkung kaum merklich verändert, obgleich hier das Licht blendend hell war, während in dem weit lichtſchwächern Vereinigungspunkte der blauen und violetten Strahlen das

Chlorſilber ſchon in 10 Minuten geſchwärzt wurde. Es geht daraus auch hervor, daß die chemiſchen Wirkungen des Lichts nicht bloß von der gleichzeitig entwickelten Wärme abhängen können.

E. Becquerel machte die merkwürdige Entdeckung, daß die rothen und gelben Strahlen, welche Bromſilberpapier für ſich allein gar nicht afficiren, eine merkliche Wirkung hervorbringen, wenn es vorher nur kurze Zeit dem weißen Tageslichte oder auch einem blauen oder violetten Lichte ausgeſetzt worden war. Die rothen und gelben Strahlen ſind alſo im Stande, die von den blauen und violetten begonnene Wirkung fortzuſetzen. Moſer fand dieſe Erſcheinung auch mit jodirten Silberplatten beſtätigt.

Photographie. Schon Wedgwood kam auf den Gedanken, die 265
Schwärzung des Chlorſilbers zu benutzen, um die Bilder der camera obscura zu fixiren, und in der That ſtellte Davy mittelſt eines Sonnenmikroſkops die Bilder kleiner Gegenſtände auf Chlorſilberpapier dar, ſie wurden aber bald durch die fortdauernde Einwirkung des Lichts auf das Chlorſilber wieder vernichtet. Niepce brachte es in der Kunſt, ſolche Lichtbilder zu fixiren, ſchon weiter; allein erſt Daguerre fand nach vielen mühſamen Verſuchen ein Verfahren, welches in dieſer Hinſicht faſt Unglaubliches leiſtet.

Das Material, auf welchem die Daguerre'ſchen Lichtbilder dargeſtellt werden, iſt eine plattirte, d. h. eine mit einer dünnen Silberſchicht überzogene Kupferplatte. Nachdem ſie gehörig gereinigt worden iſt, wird ſie auf eine viereckige Porzellanſchale gelegt, welche eine wäſſerige Löſung von Chlorjod enthält, und hier ſo lange den Dämpfen des Jods ausgeſetzt, bis ſich eine goldgelbe oder violette Schicht von Jodſilber auf der Platte gebildet hat. Nun wird die Platte, vor jeder fremden Einwirkung des Lichts geſchützt, genau an der Stelle in die camera obscura eingeſetzt, an welcher ein ſcharfes Bild des abzubildenden Gegenſtandes entſteht. Nach einiger Zeit, deren Dauer von mannigfachen Umſtänden abhängt, wird die Platte aus der camera obscura weggenommen. Man ſieht jetzt noch keine Spur eines Bildes; daſſelbe tritt aber alsbald hervor, wenn man ſie über eine mit Queckſilber überzogene etwas erwärmte Metallplatte bringt. Sobald das Bild hinlänglich ausgeprägt iſt, wird die Platte in eine Löſung von unterſchwefligſaurem Natron, oder, in Ermanglung deſſen, in eine ſiedend heiße Auflöſung von Kochſalz gelegt, wodurch der Ueberzug von Jodſilber aufgelöſ't und ſo eine fernere Einwirkung des Lichts unmöglich gemacht wird.

An den Stellen der jodirten Platte, auf welche die hellen Parthieen des Bildes der camera obscura gefallen waren, hat das Licht ſchon eine Einwirkung hervorgebracht, bevor dieſelbe dem Auge ſichtbar wird; diejenigen Stellen der Platte nämlich, welche dem Lichte am meiſten ausgeſetzt waren, haben die Eigenſchaft erhalten, Queckſilberdämpfe zu con-

denſiren, hier ſchlägt ſich alſo Queckſilber in unendlich feinen Perlchen nieder, während da, wo das Licht nicht eingewirkt hat, kein ſolcher Niederſchlag ſtattfindet. Nachdem nun an den letzteren Stellen das völlig unveränderte Silberjodid abgewaſchen worden iſt, hat man an den hellen Parthieen des Bildes den feinen Queckſilberſtaub, da, wo das Licht nicht eingewirkt hat, den glänzenden Silberſpiegel, und wenn man die Platte ſo hält, daß der Spiegel ſolche Strahlen in das Auge reflectirt, welche von dunklen Gegenſtänden kommen, ſo bildet dieſer Silberſpiegel den dunklen Grund, auf welchem die hellen Parthieen durch das von den Queckſilberkügelchen nach allen Seiten hin zerſtreute Licht hervortreten.

Wenn man die Platte zu lange in der camera obscura läßt, ſo wird die Wirkung des Lichts auf der jodirten Platte ohne Weiteres ſichtbar, indem das Jodſilber da geſchwärzt wird, wo das Licht am kräftigſten wirkt; das auf dieſe Weiſe entſtehende Bild iſt ein negatives, d. h. den hellen Stellen des Gegenſtandes entſprechen die dunklen Stellen des Bildes, und umgekehrt.

Wenn man die Platte ſo lange in der camera obscura gelaſſen hat, daß die Lichtwirkung auf derſelben ſichtbar iſt, ſo iſt der zur Erzeugung eines Daguerre'ſchen Bildes geignete Moment ſchon vorüber.

Ein Daguerre'ſches Bild kann nie ganz die richtigen Verhältniſſe zwiſchen Licht und Schatten wiedergeben, weil die verſchiedenen Farben ſo höchſt ungleich auf die jodirte Platte wirken; grüne Strahlen bringen faſt gar keine Wirknng hervor, weshalb denn auch in Daguerre'ſchen Bildern die Bäume immer ſehr dunkel erſcheinen; auch die rothen Strahlen wirken ſehr wenig. Durch dieſen Umſtand verlieren die Daguerre'ſchen Portraits oft ſehr an Aehnlichkeit.

Talbot befolgt eine ganz andere Methode zur Darſtellung ſeiner photographiſchen Bilder. Er bedient ſich eines gegen das Licht empfindlichen Papiers, deſſen Bereitungsweiſe wir hier nicht näher beſchreiben können und welches er kalotypes Papier nennt. Auf dieſem Papiere wird in der camera obscura ein negatives Bild erzeugt und daſſelbe durch Bromkalium fixirt.

Dieſes negative Bild wird mit einem eben ſo präparirten Papiere zwiſchen zwei Glasplatten gelegt und dem Sonnenlichte ausgeſetzt; die dunklen Stellen des Bildes halten das Licht von dem zweiten Papiere ab, während es durch die hellen Stellen hindurch wirkt, und ſo entſteht denn auf dieſem zweiten Papiere ein poſitives Bild. Mit einem und demſelben negativen Original kann man dann mehrere poſitive Copieen machen.

Anhang.

Verhältniß des neueren franzöſiſchen Maaßſyſtems mit anderen Maaßſyſtemen.

In dieſem Werke ſind ſehr oft die Maaßangaben in dem neufranzöſiſchen Syſteme ausgedrückt, theils weil nach demſelben eine ſo außerordentlich einfache Beziehung zwiſchen Maaß und Gewicht beſteht, welche bei anderen Maaßſyſtemen nicht beſteht, eine Einfachheit, welche manche den Gang der phyſikaliſchen Betrachtung ſonſt ſehr ſtörenden Rechnungsoperationen unnöthig macht; theils aber auch, weil bei naturwiſſenſchaftlichen Unterſuchungen das metriſche Maaß- und Gewichtsſyſtem faſt allgemein angenommen iſt, ſo daß ſich faſt alle Phyſiker und Chemiker deſſelben bedienen, und es gewiß nicht wohl räthlich iſt, die nach dem metriſchen Syſteme gemachten Meſſungen und Wägungen auf andere Maaße zu reduciren.

Nun aber ſind doch Manche mit dem metriſchen Syſteme nicht genug bekannt, um in den nach demſelben gemachten Maaßangaben leicht zurechtzufinden. Um eine ſolche Orientirung zu erleichtern, iſt das Folgende eine Vergleichung der neufranzöſiſchen Maaße und Gewichte mit anderen.

Die wichtigſten Notizen über das Metermaaß ſind ſchon oben, Seite 221, gegeben worden. Es wurde dort bereits mitgetheilt, auf welche Weiſe die Länge des Meters ermittelt worden iſt, und daß

$$1^{\text{Meter}} = 10^{\text{Decimeter}} = 100^{\text{Centimeter}} = 1000^{\text{Millimeter}}.$$

Die folgende Tabelle dient zur leichten Reduction von Längenangaben nach metriſchem Syſteme in altfranzöſiſches und rheinländiſches Maaß.

Tabelle zur Verwandlung des Metermaaßes in rheinländiſches und altfranzöſiſches Maaß.

Meter-Maaß.	Rheinländiſches oder preuß. Maaß.	Altfranzöſiſches Maaß.
1 mm	0,459‴	0,443‴
2	0,918	0,887
3	1,376	1,330
4	1,835	1,773
5	2,294	2,216
6	2,753	2,660
7	3,212	3,103
8	3,671	3,546
9	4,129	3,990
1 cm	4,588‴	4,433‴
2	9,176	8,866
3	1″ 1,764	1″ 1,299
4	1 6,353	1 5,732
5	1 10,941	1 10,165
6	2 3,529	2 2,604
7	2 8,117	2 7,031
8	3 0,705	2 11,462
9	3 5,294	3 3,897
1 dm	3″ 9,882‴	3″ 8,330‴
2	7 7,763	7 4,659
3	11 5,645	11 0,989
4	1′ 3 3,527	1′ 2 9,318
5	1 7 1,408	1 6 5,648
6	1 10 11,290	1 10 2,038
7	2 2 9,172	2 1 10,307
8	2 6 7,054	2 5 6,637
9	2 10 4,935	2 9 2,966
1 m	3′ 2″ 2,817‴	3′ 0″ 11,296‴
2	6 4 5,634	6 1 10,592
3	9 6 8,451	9 2 9,888
4	12 8 11,268	12 3 9,184
5	15 11 2,085	15 4 8,480
6	19 1 4,902	18 5 7,776
7	22 3 7,719	21 6 7,072
8	25 5 10,536	24 7 6,368
9	28 8 1,353	27 8 5,664
10	31 10 4,170	30 9 4,950

Aus den Verhältniſſen der Längenmaaße ergeben ſich die Verhältniſſe der entſprechenden Flächen- und Körpermaaße:

Neufranzöſ.	Rheinl.	Altfranzöſ.
1^{qm} . .	10,15187$^{q'}$ . .	9,476817$^{q'}$
1^{qdm} . .	14,619$^{q''}$ . .	13,647$^{q''}$
1^{qcm} . .	21,051$^{q'''}$ . .	18,650$^{q'''}$
1^{km} . .	32,34587$^{k'}$ . .	29,17385$^{k'}$
1^{kdm} . .	55,894$^{k''}$ . .	50,412$^{k''}$
1^{kcm} . .	96,584$^{k'''}$ . .	87,112$^{k'''}$.

Das Hohlmaaß ſowohl wie das Gewicht iſt bei dem neufranzöſiſchen Maaßſyſteme unmittelbar vom gewöhnlichen Körpermaaße abgeleitet, was bei den älteren Maaßſtaben nicht der Fall iſt; und darin liegt ganz beſonders ein großer Vorzug des metriſchen Syſtems, welchen jedoch auch einige andere neuere Maaß- und Gewichtsſyſteme bieten, welche, wie das badiſche und darmſtädtiſche, auf das Meterſyſtem baſirt ſind.

Die Einheit des franzöſiſchen Hohlmaaßes iſt der Raum, welchen 1 Kubikdecimeter ausfüllt und welcher den Namen Litre führt.

$$1^{l} = 0{,}873386 \text{ preuß. Quart.}$$

Ebenſo iſt, wie ſchon oben, Seite 16, bemerkt wurde, die Einheit des Gewichts beim metriſchen Maaßſyſteme von dem Längenmaaße abgeleitet. 1 Gramm iſt das Gewicht eines Kubikcentimeters Waſſer.

Da nun 1 Kubikdecimeter = 1000 Kubikcentimeter, ſo iſt klar, daß 1 Litre Waſſer 1000 Gramm oder, was daſſelbe iſt, 1 Kilogramm wiegt.

Die Unterabtheilungen des Grammes ſind:

das Decigramm $= {}^{1}/_{10}{}^{gr}$
das Centigramm $= {}^{1}/_{100}{}^{gr}$
das Milligramm $= {}^{1}/_{1000}{}^{gr}$.

Das halbe Kilogramm oder 500 Gramm iſt gleich dem badiſchen, großh. heſſiſchen und dem ſchweizeriſchen Pfunde und gilt auch als Einheit des Gewichts an den Gränzen des deutſchen Zollvereins. Die Pfunde anderer Länder weichen bald mehr, bald weniger von dieſem Pfunde ab.

So iſt z. B. das baieriſche Pfund	560	Gramm
engliſche Handelspfund	453	»
öſtreichiſche Handelspfund . . .	560,012	»
preuß. (altkölniſche) Handelspfund .	467,711	»

Das Pfund ist überall auf gleiche Weise eingetheilt; es ist nämlich:

1 Pfund = 32 Loth
1 Loth = 4 Quentchen
4 Quentchen = 80 Gran;

1 Handelspfund hat also 7680 Gran.

Das Medicinalpfund ist durchschnittlich kleiner als das Handelspfund, das östreichische und preußische Medicinalpfund ist gerade $^3/_4$ des entsprechenden Handelspfundes. Die Unterabtheilungen des Medicinalpfundes sind:

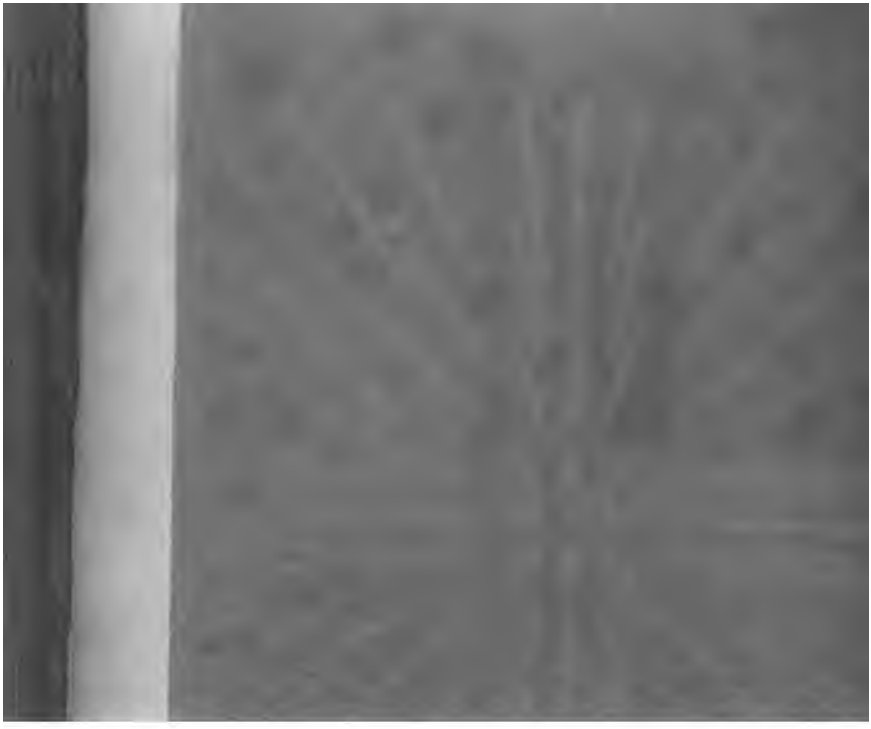
Pfund.	Unze.		Drachme.	Scrupel.	Gran.
1	12	(1 Unze = 2 Loth)	96	288	5760
	1		8	24	480
			1	3	60
				1	20.

Zur leichteren Reduction des Grammgewichtes auf das preußische (kölnische) Gewicht dient folgende Tabelle.

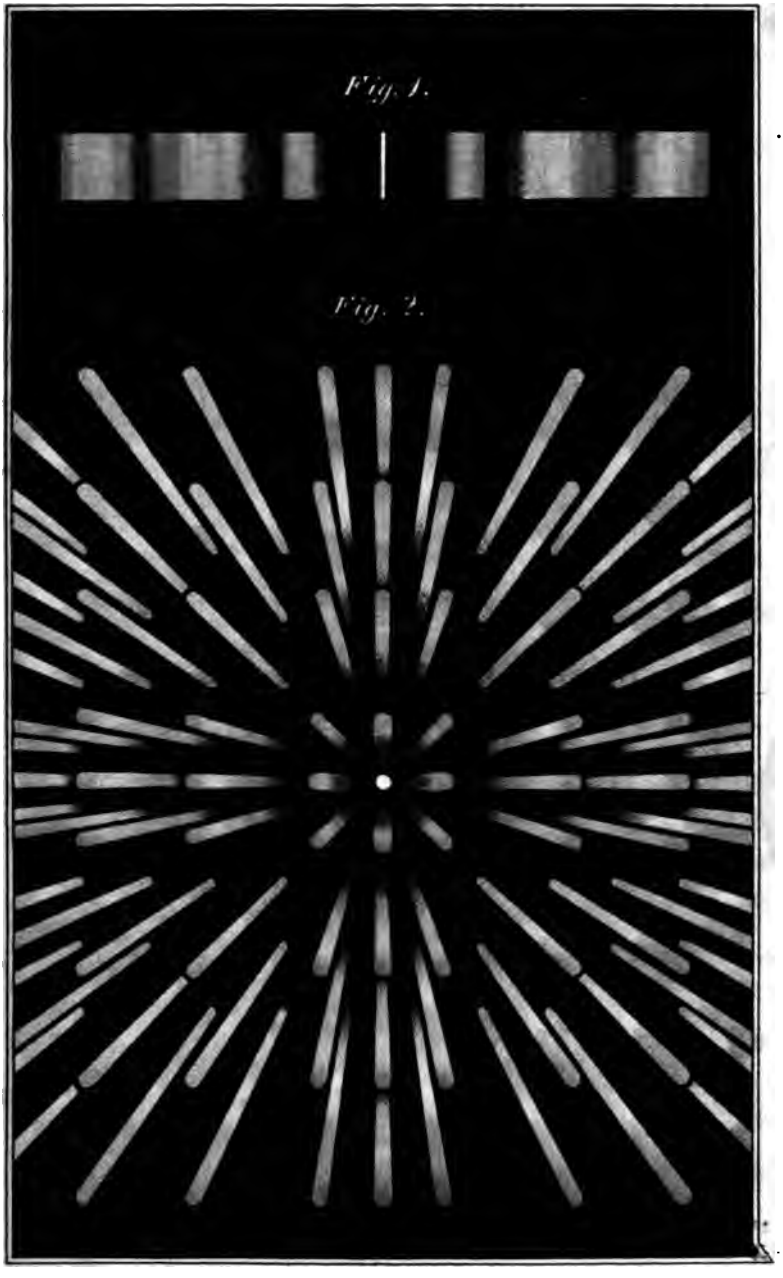
1	Gramm						16,422 Gran
2					1	Scrupel	12,844
3					2		9,266
4			1	Drachme	0		5,688
5			1		1		2,110
6			1		1		18,532
7			1		2		14,954
8			2		0		11,376
9			2		1		7,798
10			2		2		4,22.
100		3 Unzen	3		1		2,2
1000	2 Pfd. (Z.-G.)		2	2	0		2.

[redacted]

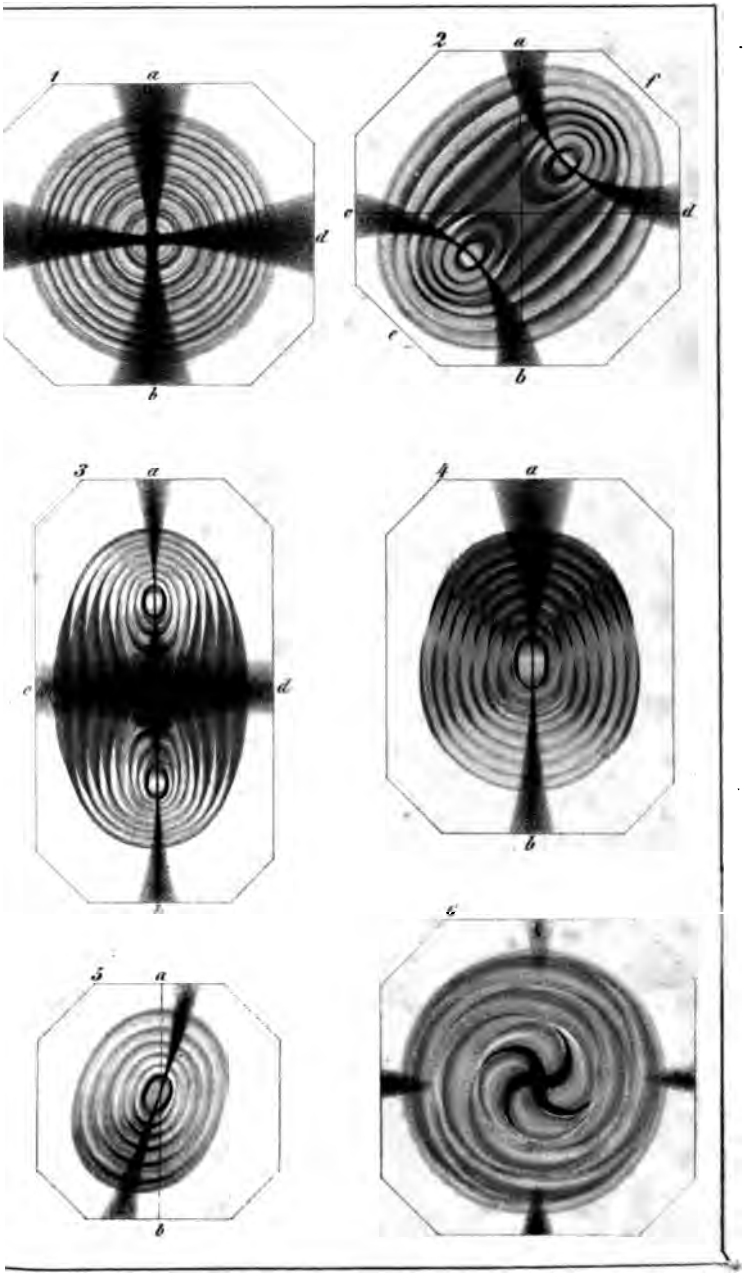
[redacted]



Tab. I.



Tab. II.



MAR 3 1938